

ORSAY
SERIE A,
N° D'ORDRE
429

Numéro d'enregistrement

au C.N.R.S.

A.O. 3560

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre RIBON

PREMIERE THESE

ETUDES DE QUELQUES PROPRIETES DES NIVEAUX EXCITES
DES NOYAUX COMPOSES FORMES PAR L'INTERACTION DE NEUTRONS LENTS
AVEC ^{103}Rh , ^{136}Xe , ^{155}Gd , ^{157}Gd , ^{232}Th

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 16 janvier 1969 devant la Commission d'Examen

M. HOROWITZ

Président

Mme BENOIST-GUEUTAL

M. VENDRYES

Examineurs

ORSAY
SERIE A,
N° D'ORDRE
429

Numéro d'enregistrement

au C.N.R.S.

A.O. 3560

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre RIBON

PREMIERE THESE

ETUDES DE QUELQUES PROPRIETES DES NIVEAUX EXCITES
DES NOYAUX COMPOSÉS FORMES PAR L'INTERACTION DE NEUTRONS LENTS
AVEC 103 Rh, Xe, 155 Gd, 157 Gd, 232 Th

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 16 janvier 1969 devant la Commission d'Examen

M. HOROWITZ

Président

Mme BENOIST-GUEUTAL

M. VENDRYES

Examineurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier le Commissariat à l'Energie Atomique d'avoir bien voulu m'autoriser à préparer et à présenter cette thèse. Je remercie Monsieur VENDRYES, Chef du Département de Recherches Physiques, et Monsieur JOLY, Chef du Service de Mesures Neutroniques Fondamentales, d'avoir bien voulu m'accueillir et de l'appui qu'ils m'ont toujours fourni.

Un tel travail met en oeuvre de gros moyens matériels et je remercie tous ceux qui ont contribué au bon fonctionnement de ces moyens. Je pense à Monsieur BERGERE, Monsieur ROLLAND et leurs collaborateurs en ce qui concerne le fonctionnement et les améliorations de l'accélérateur linéaire. Je pense au Département de Calcul Electronique de Saclay, qui a assuré la bonne exécution de tous les calculs nécessaires ; parmi ses agents je remercie Madame GUILLOT et Monsieur SOLAL qui écrivirent les premiers programmes utilisés et les plus complexes ainsi que Monsieur MEINADIER pour son assistance lors du choix et du démarrage du calculateur en ligne. Je pense également au Département d'Electronique Générale qui contribua fortement à la mise au point de sélecteurs de temps fiables.

Ce travail a été rendu possible grâce à l'existence d'une équipe de physiciens et de techniciens ; il doit être considéré comme un travail collectif où chacun a apporté sa contribution.

Je remercie particulièrement Monsieur A. MICHAUDON ; il m'initia aux subtilités de la méthode du temps de vol et participa activement aux débuts de ce travail. Les premières années de notre collaboration furent fructueuses et je regrette de n'avoir pu continuer à travailler avec lui.

Je remercie tous mes collègues pour leur participation. Au risque d'en oublier, je citerait l'aide que m'ont apportée Mademoiselle SANCHE en ce qui concerne tous les problèmes de calcul électronique, Monsieur CAUVIN pour les problèmes liés aux sélecteurs de temps de vol et leurs collaborateurs, en particulier Madame JOSSE. Je citerai également Monsieur EGGERMANN et ses collaborateurs pour les problèmes mécaniques qu'ils eurent à résoudre, qu'il s'agisse de grands ensembles ou de nombreuses boîtes à échantillons.

L'exécution des expériences de transmission n'a été possible que grâce à l'assistance de techniciens, notamment Monsieur ASFAUX et Monsieur ALIX. J'exprime tout particulièrement mes remerciements à Monsieur GIRARD qui assura l'étude, la réalisation et le fonctionnement des différentes versions du dispositif électronique utilisé. J'ai toujours trouvé en lui un interlocuteur compétent et intéressé.

Enfin, je ne suis pas le seul auteur des résultats présentés ici ; c'est ainsi que les résultats obtenus en diffusion le furent par Monsieur TROCHON. Plusieurs personnes participèrent activement à la réalisation de certaines expériences de transmission et à leur dépouillement : je citerai Mademoiselle SANCHE en ce qui concerne le Th, Messieurs ALIX et SILVER en ce qui concerne le Xénon, Messieurs ASGHAR et DERRIEN pour le Gadolinium.

Pour terminer, je remercie toutes les personnes qui m'ont aidé à la préparation de ce rapport - les secrétaires de notre service en ce qui concerne la frappe, Madame BORIE pour les figures et le service de Documentation pour l'édition.

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - FORMALISME DES REACTIONS NUCLEAIRES	3
Hypothèses générales	
Notations	
A - DIFFUSION ELASTIQUE DE PARTICULES NEUTRES SANS SPIN	4
1° - Généralités	
2° - Formalisme de la matrice R (réduite à une fonction R dans le cas présent)	
B - CAS GENERAL	11
1° - Généralités	
2° - Formalisme de la matrice R	
C - APPROXIMATIONS	16
1° - Approximation $R^0 (L - B) = 0$	
2° - Formule de Bethe	
3° - Développement en série de A	
4° - Comparaison de la formule approchée avec les résultats du formalisme multiniveaux	
D - SECTION EFFICACE TOTALE MOYENNE	23
Conclusions	
CHAPITRE II - CONDITIONS EXPERIMENTALES	27
A - GENERALITES SUR LES METHODES DE TEMPS DE VOL	27
1° - Principe	
2° - Source de neutrons	
3° - Détecteurs	
4° - Sélecteurs de temps et d'amplitude	
5° - Effets expérimentaux	
B - EFFET DOPPLER	31
1° - Généralités	
2° - Vérifications expérimentales	
3° - Influence sur la détermination des paramètres	
4° - Vérification de l'hypothèse du couplage faible pour les noyaux étudiés	

CHAPITRE II - CONDITIONS EXPERIMENTALES	27
A - GENERALITES SUR LES METHODES DE TEMPS DE VOL	27
1° - Principe	
2° - Source de neutrons	
3° - Détecteurs	
4° - Sélecteurs de temps et d'amplitude	
5° - Effets expérimentaux	
B - EFFET DOPPLER	31
1° - Généralités	
2° - Vérifications expérimentales	
3° - Influence sur la détermination des paramètres	
4° - Vérification de l'hypothèse du couplage faible pour les noyaux étudiés	
C - RESOLUTION ET TAUX DE COMPTAGE	39
1° - Généralités	
2° - Dispersion des temps de ralentissement	
3° - Taux de comptage	
4° - Choix des conditions de fonctionnement	
D - ANALYSE DES RESULTATS	46
1° - Dépouillements préliminaires	
2° - Analyse des résonances	
3° - Programme d'analyse de forme	
CHAPITRE III - METHODES D'ETUDES	51
A - DIFFERENTS TYPES D'EXPERIENCES	51
1° - Transmission	
2° - Sections efficaces partielles	
3° - Etudes multidimensionnelles	
B - METHODES DE DETERMINATION DES PARAMETRES DE RESONANCES	52
1° - Energie, largeur et surface	
2° - Attribution isotopique	
3° - Détermination du spin	
4° - Détermination du moment orbital	
C - EXEMPLES D'ANALYSE DES RESULTATS DE TRANSMISSION DANS LE DOMAINE DES RESONANCES	58
D - DETERMINATION DE LA SECTION EFFICACE TOTALE MOYENNE	66
CHAPITRE IV - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX UTILISES	69
A - TRANSMISSION	69
1° - Choix du détecteur	
2° - Description du détecteur	
3° - Performances	
4° - Limites et améliorations	

5° - Nouveaux détecteurs	
6° - Détecteurs à protons de recul	
B - SECTION EFFICACE DE DIFFUSION	72
1° - Principe	
2° - Choix des détecteurs	
CHAPITRE V - RESULTATS EXPERIMENTAUX	75
A - RHODIUM 103	75
1° - Conditions expérimentales	
2° - Paramètres des niveaux identifiés	
3° - Rayon effectif R'	
4° - Evaluation de la cohérence des résultats	
5° - Comparaison avec les résultats obtenus par d'autres laboratoires	
B - THORIUM 232	87
1° - Conditions expérimentales	
2° - Paramètres des niveaux identifiés	
3° - Rayon effectif	
4° - Evaluation de la cohérence des résultats	
C - XENON	99
1° - Conditions expérimentales	
2° - Paramètres des niveaux identifiés	
3° - Rayon effectif	
4° - Evaluation de la cohérence	
5° - Comparaison avec d'autres résultats	
D - GADOLINIUM 155 et 157	112
1° - Conditions expérimentales	
2° - Paramètres des niveaux identifiés	
3° - Rayon effectif	
4° - Evaluation de la cohérence des résultats	
5° - Comparaison avec d'autres résultats	
CHAPITRE VI - ETUDE DE LA DISTRIBUTION DES PARAMETRES	121
A - LARGEURS PARTIELLES	121
1° - Rappels théoriques	
2° - Distribution des largeurs neutroniques réduites	
3° - Distribution des largeurs radiatives totales	
4° - Corrélations entre largeurs partielles	
B - ESPACEMENTS	134
1° - Rappels théoriques	
2° - Résultats expérimentaux. Distribution des espacements	
3° - Résultats expérimentaux. Moments et corrélations	

CHAPITRE VII - VALEURS MOYENNES DES PARAMETRES	145
A - FONCTION DENSITE	145
1° - Rappels théoriques	
2° - Méthode de détermination	
3° - Résultats expérimentaux	
4° - Dépendance de la fonction densité avec le spin	
5° - Conclusions	
B - RAYONS EFFECTIFS	165
C - ESPACEMENT MOYEN	165
1° - Rappels	
2° - Résultats	
ANNEXES	177
REFERENCES	199

INTRODUCTION

L'étude des sections efficaces d'interaction de neutrons lents avec un noyau de masse A permet en fait d'étudier le noyau composé $(A + 1)^*$ avec une énergie d'excitation de quelques MeV (5 à 10 MeV).

Les noyaux moyens et lourds ($A > 50$) ont, pour cette énergie d'excitation, une grande densité de niveaux excités ; ces derniers peuvent être séparés ou non. Mais la théorie ne permet pas de prévoir les propriétés individuelles de ces niveaux, et la comparaison des résultats expérimentaux avec les lois et prévisions théoriques concernera :

- soit l'étude des distributions statistiques des paramètres des résonances (largeurs, espacements, corrélations),
- soit les valeurs moyennes de ces paramètres (largeurs, densités des niveaux, fonction densité, ...).

La spectrométrie de neutrons par temps de vol permet d'obtenir une très bonne résolution et donc de séparer ces niveaux, mais ce dans une zone d'énergie assez restreinte. En pratique, du fait de l'effet Doppler principalement, il n'est pas possible de séparer plus de quelques centaines de niveaux situés entre l'énergie de liaison B_n et une énergie $B_n + E_{\max}$. Cette énergie $E_{\max}$ dépend beaucoup du noyau étudié : elle n'est que de 100 eV environ pour le ^{235}U et le ^{155}Gd , par exemple, et vaut quelques keV ou dizaines de keV pour des noyaux tels que ^{238}U , ^{232}Th , les différents isotopes du Xénon. Cette zone est petite devant l'énergie de liaison, et la variation des valeurs moyennes des paramètres sera négligeable.

De plus, du fait de la barrière de potentiel, seuls seront identifiés les niveaux atteints par l'interaction avec le noyau cible de neutrons "s" ou "p" (exceptionnellement "d").

Cette zone peut être beaucoup plus grande pour des noyaux ayant des espacements moyens supérieurs à environ 1 keV, tels que Mn, Fe, Pb, .. : on ne peut alors négliger la variation des valeurs moyennes. L'étude de ces noyaux est souvent plus compliquée : pour obtenir un nombre de niveaux suffisamment élevé, il faut travailler à des énergies de neutrons plus élevées ; il faut alors tenir compte des moments orbitaux supérieurs à 1, et la formulation des sections efficaces est plus complexe (les approximations valables à basses énergies ne sont plus valables). Aucun de ces noyaux ne sera étudié dans ce travail.

Lorsque les résonances ne peuvent plus être séparées, l'étude des sections efficaces moyennes donne des informations directes sur les valeurs moyennes des paramètres, et indirectes (et assez peu précises) sur leurs distributions.

L'étude d'un noyau nécessite généralement plusieurs expériences (étude de la section efficace totale, des diverses sections efficaces partielles, de spectres de rayons gamma, de

produits de fission, ...).

Ce travail est basé sur les résultats obtenus en utilisant l'accélérateur linéaire d'électrons de Saclay pour créer une source pulsée de neutrons. Il ne concerne pas les noyaux fissiles. Pour des raisons pratiques, deux types d'expériences seulement ont pu être réalisés : transmission (expérience principale) et diffusion.

Les noyaux étudiés sont donnés dans le tableau suivant, avec leurs principales propriétés.

Noyau cible	Spin du noyau cible	Noyau composé	Energie de liaison du neutron keV	Spin des niveaux étudiés	
^{103}Rh	$1/2^-$	^{104}Rh	7 000	$1 = 0$ $1 = 1$	$0^- \ 1^-$ $0^+ \ 1^+ \ 2^+$
^{128}Xe	0^+	^{129}Xe	6 890	$1 = 0$	$1/2^+$
^{129}Xe	$1/2^+$	^{130}Xe	9 340	$1 = 0$	$0^+ \ 1^+$
^{130}Xe	0^+	^{131}Xe	6 660	$1 = 0$	$1/2^+$
^{131}Xe	$3/2^+$	^{132}Xe	8 930	$1 = 0$	$1^+ \ 2^+$
^{132}Xe	0^+	^{133}Xe	6 760	$1 = 0$	$1/2^+$
^{134}Xe	0^+	^{135}Xe	6 550	$1 = 0$	$1/2^+$
^{155}Gd	$3/2^-$	^{156}Gd	8 450	$1 = 0$	$1^- \ 2^-$
^{157}Gd	$3/2^-$	^{158}Gd	7 923	$1 = 0$	$1^- \ 2^-$
^{232}Th	0^+	^{133}Th	4 930	$1 = 0$ $1 = 1$	$1/2^+$ $1/2^- \ 3/2^-$

La détermination des paramètres des niveaux (largeurs, spin, moment orbital) repose sur une analyse précise de la section efficace totale : il est important de savoir dans quelle mesure le formalisme utilisé est exact. Le chapitre I est consacré à ce problème, et montre que les approximations faites sont valables dans notre cas.

Les deux chapitres suivants sont consacrés aux généralités. Dans le chapitre II, nous décrivons les conditions expérimentales et les méthodes d'analyse des résultats. Dans le chapitre III, nous donnons les méthodes d'utilisation des techniques expérimentales : comment obtenir le spin, le moment orbital, etc... En particulier, nous donnons quelques exemples d'analyse de résultats expérimentaux.

Les dispositifs expérimentaux utilisés sont décrits dans le chapitre IV, et les résultats sont donnés dans le chapitre V. La cohérence de ces résultats est examinée et ils sont comparés avec ceux obtenus par d'autres laboratoires.

L'étude des distributions des paramètres est l'objet du chapitre VI : distribution des largeurs neutroniques, des largeurs radiatives, des espacements - et corrélations correspondantes. Enfin le chapitre VII est consacré aux valeurs moyennes, fonctions densités principale-

I - FORMALISME DES REACTIONS NUCLEAIRES

Le but de ce chapitre n'est pas de faire la théorie des réactions nucléaires - mais de rappeler succinctement la méthode d'approche de la théorie de la matrice R en soulignant les hypothèses - puis d'en comparer le formalisme rigoureux avec les formules approchées utilisées en pratique et de rechercher les conditions de validité de ces dernières.

Une première expression de la section efficace de réaction fut établie par BREIT et WIGNER [I. 1] en 1936 dans l'hypothèse du noyau composé par une méthode de perturbation - laquelle n'est probablement pas valable pour les forces nucléaires. Très utilisée, cette formule, simple, d'emploi aisé, décrit très correctement des résonances isolées.

En 1937 différents travaux - de BETHE notamment [I. 2] - concernent les réactions nucléaires avec le modèle du noyau composé.

La théorie de KAPUR et PEIERLS [I. 3] en 1938 est indépendante du modèle physique et n'utilise pas une méthode de perturbation ; elle fut le premier formalisme rigoureux des réactions nucléaires, mais présente l'inconvénient d'introduire des paramètres dépendant implicitement de l'énergie.

Les études effectuées après 1938 aboutirent en 1947 à la théorie de la matrice R par WIGNER et EISENBUD [I. 4]. Les paramètres introduits ont un certain sens physique, et cette théorie est la plus utilisée jusqu'à présent. En 1958 LANE et THOMAS en firent une revue très approfondie [I. 5] sur laquelle ce chapitre est basé.

Un autre formalisme, reprenant une idée de SIEGERT [I. 6], fut développé par HUMBLET et ROSENFELD [I. 7], [I. 8] à partir de 1961 ; cette théorie, dite de la "matrice S", est en cours de développement. Apparemment plus simple et plus "naturelle" que celle de la "matrice R", elle ne permet pas, actuellement, de relier les paramètres introduits à des grandeurs physiques.

Nous examinerons en A un cas simple de réaction à 1 voie, celui de la diffusion élastique des particules neutres sans spin. Le cas général sera exposé en B en faisant à chaque fois que possible le parallèle avec ce cas simple (mêmes numéros de formules, par exemple).

Le développement du formalisme comporte deux parties ; la première, générale, est indépendante du formalisme particulier choisi et permet d'exprimer les sections efficaces en fonction d'une matrice ou d'une fonction U. La seconde dépend du formalisme considéré ; nous n'examinerons que le cas dit de la "matrice R", nous définirons cette matrice (ou cette fonction dans le cas à 1 voie) et donnerons sa relation avec U.

Les formules ainsi obtenues sont rigoureuses mais très difficilement utilisables ; nous donnerons en C deux approximations, d'où nous déduirons une formule de BREIT et WIGNER

tenant approximativement compte des interférences entre niveaux.

Hypothèses générales

Toutes ces théories supposent que :

- la mécanique quantique non relativiste est suffisante - ce qui les limite à la physique nucléaire à basse énergie,
- il n'y a pas (ou très peu) de processus avec formation de plus de deux noyaux,
- il n'y a pas (ou très peu) de processus de destruction ou de création. Formellement, cette hypothèse exclut les photons ; ceux-ci sont introduits par des traitements particuliers (méthode de perturbation),
- il existe une distance limite a_c dite rayon d'interaction au-delà de laquelle le potentiel polarisant (tel que l'interaction multi-polaire entre noyaux) est nul - c'est à dire au-delà de laquelle le potentiel d'interaction est uniquement fonction de la distance des deux noyaux.

Pour simplifier les calculs, nous supposerons qu'une au moins des deux particules en interaction est neutre et que le potentiel nucléaire est nul lorsque la distance des noyaux est supérieure à a_c .

Notations

Les deux noyaux A_1 , A_2 , sont définis par l'ensemble de leurs nombres quantiques, soient α_1 et α_2 , groupés sous la désignation α qui contient, implicitement les spins I_1 et I_2 . Ceux-ci seront parfois explicités.

Une voie est définie par α .

Une paire c est définie par l'ensemble des nombres quantiques :

$$[\alpha (I_1 I_2) S \vee l m] \quad \text{ou} \quad [\alpha (I_1 I_2) S \vee J M]$$

Les nombres quantiques I_1 et I_2 caractérisent les spins des deux noyaux A_1 et A_2 ; dans le cas de réaction avec un neutron, nous aurons $I_1 = i = \frac{1}{2}$ pour le neutron et $I_2 = I$ pour le noyau cible.

Les nombres quantiques S , l et J caractérisent respectivement le spin de la voie ($S = I_1 + I_2$), le moment orbital et le spin total ($J = S + l$) ; leurs projections sur l'axe de quantification seront respectivement ν , m et M .

$\psi = \psi_1 \cdot \psi_2$ est le produit des fonctions d'ondes représentant les noyaux A_1 et A_2 ,

χ est la fonction d'onde du mouvement relatif des noyaux α_1 et α_2 ,

Ψ est la fonction d'onde totale du système,

$u_{\lambda, l}$ est la fonction d'onde propre radiale à l'intérieur (cas à 1 voie),

$X_{\lambda, JM}$ est la fonction d'onde propre à l'intérieur (cas de plusieurs voies).

A - DIFFUSION ELASTIQUE DE PARTICULES NEUTRES SANS SPIN

Nous supposerons que l'interaction entre les deux particules peut être représentée par un potentiel central réel $V(r)$.

1° - Généralités

Nous étudierons d'abord les fonctions d'onde à l'extérieur et à l'intérieur ; elles résultent du produit d'une fonction radiale u par une fonction angulaire.

Il est possible de calculer u à l'extérieur si le potentiel est connu ; u peut être décomposé en ondes entrantes et sortantes : par définition, le rapport de leurs amplitudes est la fonction U .

La comparaison de l'expression de l'onde plane et de celle de l'onde solution de l'équation de Schrödinger (en présence du noyau diffuseur) permet d'exprimer la section efficace en fonction de U .

a) Fonction d'onde à l'extérieur

La fonction d'onde ψ solution de $H\psi = E\psi$ peut s'écrire :

$$\psi = \sum_1 \psi_1 = \sum_1 \chi \psi \quad (\text{I. A. 1})$$

avec

$$H_c \chi = E_c \chi \quad (\text{I. A. 2})$$

H_c et E_c concernant le mouvement relatif, et ψ étant la fonction d'onde représentant les deux particules. La fonction d'onde χ_p du mouvement relatif s'écrit, à un coefficient près :

$$\chi_1 = i^1 \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} P_1(\cos \theta) \frac{1}{r} u_1(r) \quad (\text{I. A. 3})$$

$u_1(r)$ fonction d'onde radiale, étant solution de :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2M}{\hbar^2} (V_{\alpha sl} - E) \right] u_1(r) = 0 \quad (\text{I. A. 4})$$

d'où les solutions u_1 qui peuvent s'exprimer comme une somme d'ondes entrantes I_1 et sortantes O_1 :

$$u_1 = x_1 O_1 + y_1 I_1 \quad (\text{I. A. 5})$$

En l'absence d'interaction ($V = 0$ pour $a > a_c$) les fonctions I_1 et O_1 s'expriment en fonction de $H^{(1)}$ et $H^{(2)}$, fonctions de Hankel de première et seconde espèce :

$$I_1 = -i \sqrt{\frac{\pi \rho}{2}} H^{(2)}_{l+\frac{1}{2}}(\rho) \xrightarrow{(\rho \rightarrow \infty)} e^{-i(\rho - l\frac{\pi}{2})} \quad (\text{I. A. 6})$$

$$O_1 = i \sqrt{\frac{\pi \rho}{2}} H^{(1)}_{l+\frac{1}{2}}(\rho) \xrightarrow{(\rho \rightarrow \infty)} e^{i(\rho - l\frac{\pi}{2})} \quad (\text{I. A. 7})$$

avec $\rho = k r$

La fonction $U_1(k)$ est définie par :

$$U_1 = - \frac{x_1}{y_1} \quad (\text{I. A. 10})$$

D'où :

$$\psi = \sum_1 y_1 (\mathcal{Y}_1 - U_1 - \mathcal{G}_1) \quad (\text{I. A. 11})$$

avec

$$\mathcal{Y}_1 = i^1 \sqrt{\frac{2}{4\pi}} P_1(\cos \theta) \frac{1}{r} I_1 \psi \quad (\text{I. A. 12})$$

$$\mathcal{G}_1 = i^1 \frac{2}{4\pi} P_1(\cos \theta) \frac{1}{r} O_1 \psi$$

La conservation du flux dans la réaction globale et l'invariance de l'énergie par rapport au renversement du temps entraînent l'unitarité et la symétrie de U qui se réduisent, ici, à :

$$U U^* = 1$$

b) Fonction d'onde à l'intérieur

La partie radiale de la fonction d'onde peut être développée suivant des fonctions propres $u_{1, \lambda}$, solutions de l'équation de SCHRÖDINGER radiale :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{1}{r^2} (l+1) - \frac{2M}{h^2} (V - E_\lambda) \right] u_{1, \lambda} = 0 \\ u_{1, E}(r) = \sum_\lambda A_{1, \lambda} u_{1, \lambda}(r) \end{array} \right. \quad (\text{I. A. 14})$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_0^a u_{1, \lambda} u_{1', \lambda'} dr = \delta_{1\lambda, 1'\lambda'} \\ A_{1\lambda} = \int_0^a u_{1\lambda} u_{1E} dr \end{array} \right. \quad (\text{I. A. 15})$$

La décomposition de la fonction d'onde à l'intérieur en une partie radiale et une partie seulement fonction de l'angle θ suppose que l'interaction peut être décrite par un potentiel ; sinon il n'est pas possible de décomposer l'onde totale ψ en un produit de ψ , fonction d'onde propre des deux particules, par χ_p , fonction d'onde du mouvement relatif.

d) Onde plane incidente normalisée au flux unité

Elle peut s'écrire :

$$\frac{1}{\sqrt{v}} e^{i k z} \psi = i \sqrt{\pi} \sum_1 \sqrt{2} \frac{1}{1+1} (\mathcal{Y}_1 - \mathcal{G}_1) \quad (\text{I. A. 20})$$

e) Section efficace

L'onde ψ solution de l'équation de SCHRÖDINGER peut s'écrire, en changeant la normalisation :

$$\psi = i \sqrt{\pi} \sum_1 \sqrt{2} \frac{1}{1+1} (\mathcal{Y}_1 - U_1 \mathcal{O}_1) \quad (\text{I. A. 21})$$

soit en lui ajoutant et en lui retranchant l'onde plane :

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{v}} e^{i k z} \psi + i \sqrt{\pi} \kappa \sum_1 \sqrt{2 l + 1} (1 - U_1) G_1 \quad (\text{I. A. 22})$$

Cette fonction d'onde, solution de l'équation de SCHRÖDINGER, représentant une onde plane incidente et une onde sortante, devient pour r grand :

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{v}} \left[e^{i k z} + \frac{e^{i k r}}{r} A(\theta) \right] \psi \quad (\text{I. A. 23})$$

avec

$$A(\theta) = \frac{i \kappa}{2} \sum_1 (2 l + 1) (1 - U_1) P_l(\cos \theta) \quad (\text{I. A. 24})$$

d'où

$$\sigma(\theta) = \left| A(\theta) \right|^2 = \frac{\kappa^2}{4} \left| \sum_1 (2 l + 1) (1 - U_1) P_l(\cos \theta) \right|^2 \quad (\text{I. A. 25})$$

$$\sigma_t = \int \sigma(\theta) d\Omega = \pi \lambda^2 \sum_1 (2 l + 1) |1 - U_1|^2 \quad (\text{I. A. 26})$$

2° - Formalisme de la matrice R (réduite à une fonction R dans le cas présent)

Nous définirons d'abord les fonctions d'ondes propres : elles sont telles que leurs dérivées logarithmiques pour une valeur arbitraire du rayon, soit a ($\geq a_c$), soient égales à une valeur B_1 également arbitraire.

Puis, par application du théorème de GREEN, nous exprimerons la fonction d'onde $u_{l, E}(r)$ en tout point en fonction d'une part des valeurs de cette fonction d'onde et de sa dérivée à la surface et, d'autre part, des fonctions d'ondes propres $u_{\lambda}(r)$. Nous définirons la fonction R, qui dépend uniquement de $u_{\lambda}(a)$; la dérivée logarithmique de la fonction d'onde $u_{l, E}(r)$ à la surface a s'exprime simplement en fonction de R.

La comparaison des expressions des fonctions d'onde radiale à la surface en fonction de U d'une part, de R d'autre part, permet de déduire la relation entre U et R, et d'exprimer la section efficace en fonction de R. Nous donnons différentes expressions de cette section efficace.

a) Par définition les valeurs propres E_{λ} sont telles que :

$$\left(\frac{r}{u_{\lambda}} \frac{du_{\lambda}}{dr} \right)_{r=a} = B_1 \quad (\text{I. A. 27})$$

a ($> a_c$) et B_1 étant arbitraires.

b) Par application du théorème de GREEN aux fonctions $u_{l, E}(r)$ et $u_{l, \lambda}(r)$, et en tenant compte du fait qu'elles sont l'une et l'autre solution de l'équation de SCHRÖDINGER, il vient, en supposant V hermitique :

$$\left(u_E \frac{du_{\lambda}}{dr} - u_{\lambda} \frac{du_E}{dr} \right)_{r=a} + \frac{2M}{h} (E_{\lambda} - E) \int_0^a u_{\lambda} u_E dr = 0 \quad (\text{I. A. 28})$$

d'où

$$A_{\lambda} = \int_0^a u_{\lambda} dr_E dr = \frac{(u_{\lambda} \frac{du_E}{dr} - u_E \frac{du_{\lambda}}{dr})_{r=a}}{\frac{2M}{\hbar} (E_{\lambda} - E)} \quad (\text{I.A.29})$$

et d'après (I.A.14) :

$$u_{l, E}(r) = \left[a \frac{du_{l, E}}{dr} - B_l u_{l, E} \right]_{r=a} \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2M a} \frac{u_{\lambda}(a) u_{\lambda}(r)}{E_{\lambda} - E} \quad (\text{I.A.30})$$

C'est cette relation qui permet d'exprimer $u_{l, E}(r)$ en fonction d'une part de $u_{l, E}(a)$ et de

$$\left(\frac{du_{l, E}(r)}{dr} \right)_{r=a}$$

et d'autre part des $u_{\lambda}(r)$.

Pour $r = a$, en posant

$$R = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda}^2}{E_{\lambda} - E} \quad (\text{I.A.31})$$

avec

$$\gamma_{\lambda} = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2M a}} u_{\lambda}(a) \quad (\text{I.A.32})$$

il vient

$$u_{l, E}(a) = \left[a \frac{du_{l, E}(r)}{dr} - B_l u_{l, E}(r) \right]_{r=a} R \quad (\text{I.A.33})$$

c) Relation entre U et R.

L'équation I.A.5 peut s'écrire :

$$u_1 = x_1 0_1 + y_1 I_1 = y_1 (I_1 - U_1 0_1) \quad (\text{I.A.36})$$

d'où en identifiant les dérivées logarithmiques :

$$U_1 = - \frac{x_1}{y_1} = \frac{I_1(a)}{0_1(a)} \frac{1 + B_1 R_1 - L_1^* R_1}{1 + B_1 R_1 - L_1 R_1} \quad (\text{I.A.37})$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} L_1 = S_1 + i P_1 = \left(\frac{\rho 0'_1}{0_1} \right)_{r=a} = \left(\frac{\rho I'_1}{I_1} \right)_{r=a} \\ 0'_1 = \frac{d 0_1}{d(kr)} \end{array} \right. \quad (\text{I.A.38})$$

U, unitaire, peut s'écrire :

$$U_1 = e^{2 i \delta_1} \quad (\text{I.A. 39})$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{I_1}{O_1} = e^{-2 i \phi_1} \\ \delta_1 = -\phi_1 + \arctg \frac{R_1 P_1}{1 + B R_1 - S_1 R_1} \end{array} \right. \quad (\text{I.A. 40})$$

Les valeurs de ϕ_1 , P_1 et S_1 peuvent être calculées : elles ne dépendent que des fonctions d'ondes dans la région extérieure. Le tableau I. 1 les donne en fonction de $\rho = ka$ pour $V = 0$ (un des noyaux est neutre).

TABLEAU I. 1

Expressions de ϕ_1 , P_1 et S_1 en fonction de $\rho = ka$

1	ϕ_1 expression exacte	ϕ_1 expression approchée	P_1	S_1
0	ρ	ρ	ρ	0
1	$\rho - \arctg \rho$	$\frac{\rho^3}{3} - \frac{\rho^5}{5}$	$\frac{\rho^3}{1 + \rho^2}$	$-\frac{1}{1 + \rho^2}$
2	$\rho - \arctg \frac{3\rho}{3 - \rho^2}$	$\frac{\rho^5}{3^2 5} - \frac{\rho^7}{3^3 7}$	$\frac{\rho^5}{9 + 3\rho^2 + \rho^4}$	$-\frac{3(\sigma + \rho^2)}{9 + 3\rho^2 + \rho^4}$
3	$\rho - \arctg \frac{(15 - \rho)^2 \rho}{15 - 6\rho^2}$	$\frac{\rho^7}{3^2 5^2 7} - \frac{\rho^9}{3^2 5^3 9}$	$\frac{\rho^7}{225 + 45\rho^2 + 6\rho^4 + \rho^6}$	$\frac{-3(225 + 30\rho^2 + 2\rho^4)}{225 + 45\rho^2 + 6\rho^4 + \rho^6}$

d) Expressions de la section efficace

$$\begin{aligned} \sigma &= 4 \pi \chi^2 \sum_1 (2l + 1) \sin^2 \delta_1 \\ &= 4 \pi \chi^2 \sum_1 (2l + 1) \left[\sin^2 \phi_1 + \cos 2\phi_1 \frac{1}{1 + Y_1^2} - \sin 2\phi_1 \frac{Y_1}{1 + Y_1^2} \right] \end{aligned} \quad (\text{I.A. 41})$$

en ayant posé :

$$Y_1 = (1 + B_1 R_1 - S_1 R_1) / P_1 R_1 \quad (\text{I.A. 42})$$

Cette dernière forme fait apparaître trois termes représentant respectivement la section efficace potentielle, la contribution des résonances et l'interférence potentielle résonante*.

* Le second terme ne représente que la contribution des résonances que si $\cos 2\phi_1 \sim 1$ - c'est-à-dire à basse énergie.

La quantité B_1 , arbitraire, peut être prise égale à S_1 à une énergie donnée (pour $l = 0$, $B_1 = 0$ à toutes énergies). Les formules se simplifient alors :

$$\sigma = 4 \pi \kappa^2 \sum_l (2l+1) \sin^2 \left\{ -\phi_l + \arctg \frac{R_l}{P_l} \right\} \quad (I.A.43)$$

$$= 4 \pi \lambda^2 \sum_l (2l+1) \left\{ \sin^2 \phi_l + \cos 2 \phi_l \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{P_l R_l} \right)^2} - \sin 2 \phi_l \frac{\frac{1}{P_l R_l}}{1 + \left(\frac{1}{P_l R_l} \right)^2} \right\}$$

Ces formules tiennent rigoureusement compte des interférences entre résonances.

En posant :

$$\Gamma_{\lambda 1} = 2 \gamma_{\lambda 1}^2 P_1 \quad (I.A.44)$$

et donc :

$$P_1 R_1 = \Sigma_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda}}{2(E_{\lambda} - E)} \quad (I.A.45)$$

pour une résonance isolée, avec :

$$X_{\lambda} = \frac{2(E - E_{\lambda})}{\Gamma} \quad (I.A.46)$$

il vient :

$$\sigma_1 = 4 \pi \kappa^2 (2l+1) \left[\sin^2 \phi_l + \cos 2 \phi_l \frac{1}{1 + X_{\lambda}^2} - \sin 2 \phi_l \frac{X_{\lambda}}{1 + X_{\lambda}^2} \right] \quad (I.A.47)$$

C'est la formule de BREIT et WIGNER à 1 niveau.

Il n'est pas nécessaire, pour l'exprimer, de supposer $B_1 = S_1$; X deviendrait alors :

$$X_1 = \frac{2(E + \Delta_{\lambda 1} - E_{\lambda})}{\Gamma_{\lambda}} \quad (I.A.48)$$

avec

$$\Delta_{\lambda 1} = \gamma_{\lambda}^2 (B_1 - S_1)$$

e) Influence du rayon limite pour des ondes "s". Il est possible de décomposer R en deux parties : R' tenant compte de quelques niveaux voisins de l'énergie E , et R^0 tenant compte de l'influence des niveaux lointains :

$$R = R^0 + R' \quad (I.A.49)$$

Le déphasage devient :

$$\left. \begin{aligned} \delta_{l=0} &= -\rho + \arctg(\rho R_1 = 0) \\ &= \rho + \arctg(R^0 \rho) + \arctg \frac{R' \rho}{1 + (\rho R^0)^2 + (\rho R^0)(\rho R')} \end{aligned} \right\} \quad (I.A.50)$$

soit, si $\rho R^0 \ll 1$:

$$\delta = -\rho(1 - R^0) + \arctg \frac{R' \rho}{1 + (\rho R^0)(\rho R')} \quad (I.A.51)$$

La section efficace est évidemment indépendante du rayon a choisi, c'est à dire que $\rho (1 - R^0)$ et $R' \rho / [1 + (R^0 \rho) (R' \rho)]$ sont indépendants de a : il faut pour cela que R^0 et R' soient fonctions de a , et donc que les paramètres E_λ et Γ_λ dépendent de a . L'introduction d'un rayon limite a dont dépendent les paramètres des résonances est le principal inconvénient du formalisme de la matrice R .

En pratique nous prendrons $R^0 = 0$ à une énergie donnée dans toutes les analyses des résultats expérimentaux, ce qui est possible puisque a est arbitraire, et revient à le supposer choisi en conséquence.

B - CAS GENERAL (Plusieurs voies)

Nous le traiterons en faisant constamment le parallèle avec le cas de la diffusion de particules sans spin ; en particulier les formules numérotées de 1 à 40 ont généralement leur analogue ayant le même numéro dans le cas à 1 voie.

1° - Généralités

La fonction d'onde à l'extérieur peut s'exprimer comme une somme de fonctions radiales u multipliées par des fonctions d'angles. Elle peut être décomposée en une somme d'ondes entrantes et d'ondes sortantes : la matrice U relie les amplitudes des ondes sortantes aux ondes entrantes.

La comparaison d'une onde plane dans une voie α avec l'onde générale solution de l'équation de SCHRÖDINGER permet d'exprimer les sections efficaces en fonction de U .

La fonction d'onde à l'intérieur ne peut qu'être décomposée en une somme de fonctions propres orthogonales.

Il est commode de définir des fonctions d'onde de surface pour exprimer la continuité entre les régions externes et internes.

a) Fonctions d'onde à l'extérieur.

La fonction d'onde ψ solution de $H\psi = E\psi$ peut s'écrire :

$$\psi = \sum_c \psi_c = \sum_c \chi_c \psi_{\alpha s \nu} \quad (\text{I. B. 1})$$

avec

$$H_c \chi_c = E_c \chi_c \quad (\text{I. B. 2})$$

La fonction d'onde du mouvement relatif χ_c s'écrit, à un coefficient près :

$$\chi_c = i^l Y_m^l(\Omega_\alpha) \frac{1}{r_\alpha} u_{\alpha s l}(r) \quad (\text{I. B. 3})$$

$u_{\alpha s l}(r)$ étant la solution de l'équation de SCHRÖDINGER radiale ; les solutions $u_{\alpha s l}(r)$ peuvent s'exprimer en fonction d'ondes entrantes $I_c = I_{\alpha 1}$ et sortantes $O_c = O_{\alpha 1}$ (voir expressions I. A. 6 et I. A. 7) ; la fonction d'onde ψ s'écrit :

$$\psi = \sum_c (x_c G_c + y_c J_c) \quad (\text{I. B. 5})$$

Fonctions de surface : On introduit des fonctions de surface indépendantes du rayon :

$$\varphi_c = \varphi_{\alpha s l \nu m} = i^l Y_m^l \frac{1}{r_\alpha} \psi_{\alpha s \nu} \quad (\text{I. B. 8})$$

telles que :

$$\int \varphi_c \varphi_{c'}^* ds = \delta_{cc'} = \delta_{\alpha s l \tilde{v} m, \alpha' s' l' \tilde{v}' m'} \quad (\text{I. B. 9})$$

$\mathfrak{H}_c$ et $\mathcal{G}_c$ peuvent s'écrire :

$$\mathfrak{H}_c = \varphi_c I_c \quad \mathcal{G}_c = \varphi_c 0_c \quad (\text{I. B. 12})$$

Matrice U. Les éléments sont tels que :

$$X'_c = - \sum_c U_{cc'} y_c \quad (\text{I. B. 10.1})$$

soit, en notation matricielle :

$$X = - U Y \quad (\text{I. B. 10.2})$$

d'où :

$$\psi = \sum_c y_c \psi_c \quad \psi_c = \sum_{c'} (\delta_{c'c} \mathfrak{H}_c - U_{c'c} \mathcal{G}_{c'}) \quad (\text{I. B. 11})$$

La matrice U possède certaines propriétés, dont :

$$\begin{array}{ll} U^+ U = 1 & \text{unitarité (conservation du flux)} \\ U = U^t & \text{symétrie (invariance par rapport au} \\ & \text{renversement du temps)} \end{array} \quad (\text{I. B. 13})$$

d'où

$$U U^* = 1$$

b) Fonction d'onde à l'intérieur : ψ_{JM} telle que $H \psi_{JM} = E \psi_{JM}$.

Elles peuvent être développées suivant des fonctions propres orthogonales, $\psi_{\lambda JM}$ solutions de l'équation de SCHRÖDINGER

$$\left\{ \begin{array}{l} H \psi_{\lambda JM} = E_{\lambda J} X_{\lambda JM} \\ \psi_{JM} = \sum_{\lambda} A_{\lambda J} X_{\lambda JM} \end{array} \right. \quad (\text{I. B. 14})$$

avec, pour JM donnés :

$$\left\{ \begin{array}{l} \int X_{\lambda}^* X_{\lambda'} d\tau = \delta_{\lambda\lambda'} \\ A_{\lambda} = \int X_{\lambda}^* \psi d\tau \end{array} \right. \quad (\text{I. B. 15})$$

c) Fonctions d'onde à la surface. On introduit des fonctions d'onde définies à la surface ($r = a$) :

$$V_c = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2 M_c a_c}} u_c(a_c) \quad D_c = \sqrt{\frac{a \hbar^2}{2 M_c}} \left(\frac{du_c}{dr_c} \right)_{r_c = a_c}$$

telles que :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_c = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2 M_c a_c}} \int \varphi_c^* \psi \, ds \\ D_c = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2 M_c a_c}} \int \varphi_c^* \text{grad} (r_c \psi) \, ds \end{array} \right. \quad (\text{I. B. 17})$$

d'où

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi = \sum_c \sqrt{\frac{2 M_c a_c}{\hbar^2}} V_c \varphi_c \\ \text{grad}_n (r_c \psi) = \sum_c \sqrt{\frac{2 M_c a_c}{\hbar^2}} D_c \varphi_c \end{array} \right. \quad (\text{I. B. 18})$$

A l'intérieur, on définit de même

$$\begin{aligned} \gamma_{\lambda c} &\equiv V_{\lambda c} = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2 M_c a_c}} \int \varphi_c^* \chi_{\lambda JM} \, ds \\ \delta_{\lambda c} &\equiv D_{\lambda c} = \gamma_{\lambda c} + \sqrt{\frac{a \hbar^2}{2 M_c}} \int \varphi_c^* \text{grad} \chi_{\lambda JM} \, ds \end{aligned} \quad (\text{I. B. 19})$$

d) Onde plane incidente normalisée au flux unité. Elle peut s'écrire :

$$\psi'_{\text{plane}} = i \sqrt{\pi} \, \chi_{\alpha} \sum_1 \sqrt{(2l+1)} (\mathfrak{Y}_{\alpha 1} - \mathfrak{O}_{\alpha 1}) \quad (\text{I. B. 20})$$

e) Section efficace. En changeant la normalisation, et en ajoutant et retranchant ψ' , il vient :

$$\psi = \psi' + i \sqrt{\pi} \, \chi_{\alpha} \sum_{c', 1} \sqrt{(2l+1)} (\delta_{c'c} - U_{c'c}) \mathfrak{O}_{c'} \quad (\text{I. B. 21})$$

l'amplitude de diffusion est, pour r grand :

$$A_{\alpha' s' l', \alpha s l}(\Omega_{\alpha'}) = i \sqrt{\pi} \chi_{\alpha} \sum_{l' m'} \sqrt{2l+1} (\delta_{cc'} - U_{cc'}) Y_{m'}^{1'}(\Omega_{\alpha'}) \quad (\text{I. B. 24})$$

d'où

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{\alpha s, \alpha' s'} = \frac{\pi \chi_{\alpha}^2}{(2s+1)} \sum_{J l l'} (2J+1) \left| \delta_{\alpha' s' l', \alpha s l} - U_{\alpha' s' l', \alpha s l} \right|^2 \\ \sigma_{\alpha \alpha'} = \pi \chi_{\alpha}^2 \sum_{J l l' s s'} g_J \left| \delta_{\alpha' s' l', \alpha s l} - U_{\alpha' s' l', \alpha s l} \right|^2 \\ \sigma_{\alpha, \text{total}} = \pi \chi_{\alpha}^2 \sum_J 2 g_J \sum_{s l} \left[1 - \mathfrak{D}_e(U_{\alpha s l, \alpha s l}^J) \right] \end{array} \right. \quad (\text{I. B. 26})$$

avec

$$g = \frac{2 J + 1}{(2 I_1 + 1) (2 I_2 + 1)}$$

2° - Formalisme de la matrice R

Comme précédemment, nous définirons d'abord les fonctions d'ondes propres pour chaque paire c : leurs dérivées logarithmiques pour c = a arbitraire ($a \geq a_c$) a une valeur B_c également arbitraire.

Par application du théorème de GREEN, nous exprimerons la fonction d'onde $\psi_E(r)$ en tout point de la région interne en fonction d'une part des valeurs de cette fonction et de sa dérivée à la surface, et, d'autre part, des fonctions d'ondes propres $\chi_\lambda(r)$. Nous définirons la matrice R d'après les fonctions d'ondes de surfaces propres. La dérivée logarithmique des fonctions d'onde de surface peut être exprimée en fonction de R.

La comparaison des expressions des fonctions d'ondes de surface et de leurs dérivées exprimées en fonction de U (région externe) et de R (région interne) permet d'exprimer U en fonction de R.

Le calcul de la section efficace implique l'inversion d'une matrice fonction linéaire de R, et donc, comme R, de dimension infinie sur l'espace des voies.

Les éléments de R sont des sommes sur les valeurs propres - en nombre également infini ; il est possible de ne considérer qu'un nombre fini de valeurs propres, constituant une matrice R' , avec un reste $R^0 = R - R'$.

Cette matrice R' , construite sur l'espace des voies, peut être remplacée par une matrice A^{-1} sur l'espace des niveaux (ou valeurs propres) et donc finie.

Le calcul de la section efficace consistera alors en l'inversion de la matrice A^{-1} et en l'évaluation de la contribution des niveaux lointains, contenue dans R^0 .

a) Par définition les valeurs propres E_λ sont telles que :

$$\frac{D_{\lambda c}}{V_{\lambda c}} \equiv \frac{\delta_{\lambda c}}{\gamma_{\lambda c}} = B_c \quad (\text{I. B. 27})$$

Les valeurs de surface sont calculées pour $r = a_c$, a_c étant arbitraire (supérieur à a_c minimum) ainsi que B_c).

b) Par application du théorème de GREEN aux fonctions d'ondes ψ et χ_λ^* qui sont l'une et l'autre solution de l'équation de SCHRÖDINGER, il vient, en supposant V hermitique, et puisque $\gamma_{\lambda c}$ et $\delta_{\lambda c}$ sont réels :

$$\sum_c (\gamma_{\lambda c} D_c - V_c \delta_{\lambda c}) \equiv \sum_c (V_{\lambda c}^* D_c - V_c D_{\lambda c}) = (E_\lambda - E) \int_\tau \chi_\lambda^* \psi d\tau \quad (\text{I. B. 28})$$

d'où

$$A_\lambda = \frac{\sum_c (D_c - B_c V_c) \gamma_{\lambda c}}{E_\lambda - E} \quad (\text{I. B. 29})$$

et d'après (I.B. 14)

$$\psi = \sum_c (D_c - B_c V_c) \sum_\lambda \frac{\gamma_{\lambda c} X_{\lambda JM}}{E_\lambda - E} \quad (\text{I.B. 30})$$

Comme dans le cas à 1 voie, c'est cette relation qui permet d'exprimer $\psi_{(r)}$ à l'intérieur en fonction d'une part des valeurs de surface de ψ et de sa dérivée (soient V_c et B_c) et d'autre part de $X_{\lambda JM}$.

Pour $r = a$, en posant :

$$R_{cc'} = \sum_\lambda \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_\lambda - E} \quad (\text{I.B. 33})$$

il vient, après multiplication de ψ par φ_c^* , et intégration :

$$V = R (D - B V)$$

D et V étant des matrices colonnes et B une matrice diagonale. Les éléments de V et D s'expriment en fonction de O_c et I_c :

$$\begin{cases} V_c = \sqrt{\frac{\hbar}{2}} \left(\frac{1}{\sqrt{\rho_c}} O_c x_c + \frac{1}{\sqrt{\rho_c}} I_c y_c \right) \\ D_c = \sqrt{\frac{\hbar}{2}} \left(\sqrt{\rho_c} O'_c x_c + \sqrt{\rho_c} I'_c y_c \right) \end{cases} \quad (\text{I.B. 34})$$

et l'équation (I.B. 33) devient :

$$(\rho^{-1/2} OX + \rho^{-1/2} IY) = R [(\rho^{1/2} O'X + \rho^{1/2} I'Y) - B(\rho^{-1/2} OX + \rho^{-1/2} IY)] \quad (\text{I.B. 35})$$

c) Relation entre U et R. En remplaçant X par son expression en fonction de Y

$$X = -U Y \quad (\text{I.B. 36})$$

il vient, après arrangement des termes :

$$U^J = \rho^{1/2} O^{-1} [1 - R^J (L - B)]^{-1} [1 - R^J (L^* - B)] I \rho^{-1/2} \quad (\text{I.B. 37})$$

toutes les matrices, à l'exception de U et de R, étant des matrices diagonales dont les éléments sont ceux définis dans le cas à 1 voie. Il apparaît que U ainsi défini est automatiquement unitaire : c'est un des principaux avantages du formalisme de la matrice R.

d) Expression de σ . Il n'existe pas d'expression simple de σ sans approximation. Les formules exactes données par (I.B. 26) et (I.B. 37) nécessitent l'inversion de matrices. Or, celles-ci ont en général un très grand nombre de voies, en particulier toutes les voies de capture. Cette inversion ne peut généralement être réalisée qu'en limitant soit le nombre de voies : c'est la méthode utilisée par REICH et MOORE [I. 9] soit le nombre de niveaux : c'est la méthode utilisée par VOGT [I. 10]

e) Matrice des niveaux. La matrice R peut être séparée en 2 :

$$R = R^0 + R'$$

la matrice R^0 représentant la contribution des niveaux éloignés de l'énergie considérée, et R' celle de niveaux proches, en nombre limité. On montre [I. 5], [I. 10] qu'en introduisant une matrice A^{-1} d'éléments :

$$A_{\lambda\lambda'}^{-1} = (E_\lambda - E) \delta_{\lambda\lambda'} - \xi_{\lambda\lambda'} \quad (\text{I.B. 41})$$

avec

$$\begin{aligned} \xi_{\lambda\lambda'} &= \sum_c (L_c - B_c) [1 - R_c^0 (L_c - B_c)]^{-1} \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda' c} \\ &= -\Delta_{\lambda\lambda'} + \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda\lambda'} \end{aligned} \quad (\text{I.B.42})$$

l'expression (I.B. 37) devient :

$$U^J = \Omega^2 + \Omega \mathfrak{B}^{1/2} [1 - R^0 (L - B)]^{-1} R^0 \mathfrak{B}^{1/2} w \Omega + \Omega \mathfrak{B}^{1/2} (\sum_{\lambda\lambda'} |\alpha_{\lambda} \rangle \langle \alpha_{\lambda'}| A_{\lambda\lambda'}) \mathfrak{B}^{1/2} w \Omega \quad (\text{I.B.43})$$

les éléments des matrices, toutes diagonales à l'exception de U, R et α (matrice colonne), étant définis par :

$$\left. \begin{aligned} \Omega_c &= \sqrt{I_c / O_c} & \mathfrak{B}_c^{1/2} &= (\rho_c / I_c O_c)^{1/2} \\ W &= \rho (O_c' I_c - I_c' O_c) \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.B.44})$$

et avec

$$\alpha_{\lambda} = [1 - R_o (L - B)]^{-1} \gamma_{\lambda} \quad (\text{I.B.45})$$

Si R^0 varie peu dans le domaine d'énergie étudiée, les grandes variations de U, et donc des sections efficaces, sont dues au troisième terme de (I.B. 43). Il peut être facile d'inverser R^0 ; le problème est alors d'inverser A.

C - APPROXIMATIONS

1° - Approximation $R^0 (L - B) = 0$.

Elle peut se justifier par deux arguments :

a) Nous avons vu, dans le cas à 1 voie, que le rayon peut être supposé implicitement choisi pour rendre R^0 nul ; par extension on peut supposer les a_c choisis afin de rendre minimaux les éléments $R_{cc'}$.

b) On a : $L_c - B_c = S_c - B_c + i P_c$

Il est possible de choisir $B_c = S_c$ pour avoir $\Delta_{\lambda\lambda'} = 0$; et il faut noter que P_c est faible aux basses énergies des particules émises ; ce sera le cas pour la voie neutron.

Dans cette hypothèse le second terme de l'équation I.B. est nul ; il peut en effet s'écrire :

$$\Omega [-1 + \mathfrak{B}^{1/2} [1 - R^0 (L - B)]^{-1} [1 - R^0 (L - B)^*] \mathfrak{B}^{-1/2}] \Omega \quad (\text{I.C.1})$$

et il est alors clair qu'il est nul pour $R^0 (L - B) = 0$.

Les termes de U sont alors donnés par :

$$U_{cc'} = e^{i(\omega_c - \phi_c + \omega_{c'} - \phi_{c'})} [\delta_{cc'} + i \sum_{\lambda\lambda'} [\Gamma_{\lambda c}]^{1/2} [\Gamma_{\lambda' c'}]^{1/2} A_{\lambda\lambda'}] \quad (\text{I.C.2})$$

avec

$$[\Gamma_{\lambda c}]^{1/2} = \sqrt{2 P_c} \gamma_{\lambda c} \quad (I. C. 3)$$

$$A_{\lambda\lambda'}^{-1} = (E_\lambda - E) \delta_{\lambda\lambda'} - \frac{i}{2} \Sigma_c [\Gamma_{\lambda c}]^{1/2} [\Gamma_{\lambda'c}]^{1/2}$$

ω étant le déphasage dû au champ coulombien ; dans le cas d'une particule incidente neutre : $\omega_c = 0$.

Il faut bien remarquer que $[\Gamma_{\lambda c}]^{1/2}$ peut être négatif. Il est possible de calculer toutes les sections efficaces sans avoir à connaître les ω_c , et les ϕ_c .

Cette formule est exacte, à une approximation près :

$$R^0 (L - B) = 0$$

VOGT en 1958 [I. 10] fut le premier à utiliser cette méthode (inversion de la matrice A^{-1}) pour le calcul de sections efficaces. Il l'appliqua aux noyaux fissiles : c'est en effet pour ces noyaux que les interférences entre résonances sont les plus importantes, tout au moins à basse énergie. Quelques programmes utilisant cette méthode furent écrits depuis. Nous signalerons :

- le programme MUFFLE, écrit par C.A. PRESKITT [I. 11] : il inclut les interférences dues aux voies de fission et de diffusion, mais ne tient pas compte de l'effet Doppler.

- le programme écrit à Saclay sous la direction de A. MICHAUDON ; il tient compte de l'effet Doppler et d'autres effets expérimentaux, permet la comparaison avec les expériences, inclut les interférences des voies de fission mais exclut celles de la diffusion.

Nous avons utilisé le programme MUFFLE pour en comparer les résultats avec la formule approchée utilisée.

2° - Formule de BETHE

Une expression approchée de σ tenant compte des interférences de diffusion entre résonances fut donnée par BETHE dès 1936 [I. 2] [I. 12]. Nous en rappelons les résultats (pour son établissement voir, par exemple, J.J. SCHMITT [I. 13]). La matrice de collision est donnée par :

$$U_{cc'}^J = e^{-i(\phi_c + \phi_{c'})} \left\{ \delta_{cc'} + i \Sigma_\lambda \frac{[\Gamma_{\lambda c}]^{1/2} [\Gamma_{\lambda c'}]^{1/2}}{E_\lambda + \Delta_\lambda - E - \frac{i}{2} \Gamma_\lambda} \right\} \quad (I. C. 4)$$

$$= e^{-i(\phi_c + \phi_{c'})} \left\{ \delta_{cc'} - 2 i \Sigma_\lambda \frac{\left[\frac{\Gamma_{\lambda c}}{\Gamma_\lambda} \right]^{1/2} \left[\frac{\Gamma_{\lambda c'}}{\Gamma_\lambda} \right]^{1/2}}{X_\lambda + i} \right\} \quad (I. C. 5)$$

en posant $X_\lambda = 2 \frac{E - E_\lambda - \Delta_\lambda}{\Gamma_\lambda}$

d'où

$$\sigma_{n,n} = \pi \kappa^2 \sum_{Jsl} g_J^J \left\{ \left| e^{2i\phi_1} \frac{(\frac{\Gamma_n}{\Gamma})_{\lambda sl}^J}{X_{\lambda sl}^J + i} \right|^2 + \sum_{l's' \neq ls} \left| \Sigma_{\lambda} \frac{\left[\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right]_{(s,l,J)}^{1/2} \left[\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right]_{s'l'J}^{1/2}}{X_{\lambda} + i} \right|^2 \right\} \quad (I. C. 6)$$

$$\sigma_{n\alpha} = \pi \kappa^2 \sum_{Jsl} g_J^J \left| \Sigma_{\lambda} \frac{\left[\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right]_{(\lambda,sl)}^{1/2} \left[\frac{\Gamma_{\alpha}}{\Gamma} \right]_{\lambda,sl}^{1/2}}{X_{\lambda} + i} \right| \quad (I. C. 7)$$

soient :

$$\sigma_{n,n} = 4\pi \lambda^2 \sum_{Jsl} g_J^J \left\{ \sin 2\phi_1 + \cos 2\phi_1 \Sigma_{\lambda} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right)_{\lambda}^2 \frac{1}{1 + X_{\lambda}^2} + \sin 2\phi_1 \Sigma_{\lambda} \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \frac{X_{\lambda}}{1 + X_{\lambda}^2} \right. \\ \left. + \Sigma_{\lambda} \Sigma_{\lambda' \neq \lambda} \left(\frac{\Gamma_{n\lambda}}{\Gamma_{\lambda}} \right) \left(\frac{\Gamma_{n\lambda'}}{\Gamma_{\lambda'}} \right) \frac{X_{\lambda} X_{\lambda'} + 1}{(1 + X_{\lambda}^2)(1 + X_{\lambda'}^2)} \right\} \quad (I. C. 8)$$

$$\sigma_{n,\alpha} = 4\pi \lambda^2 \sum_{Jsl} g_J^J \left\{ \Sigma_{\lambda} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right)_{\lambda} \left(\frac{\Gamma_{\alpha}}{\Gamma} \right)_{\lambda} \frac{1}{1 + X_{\lambda}^2} + \Sigma_{\lambda} \Sigma_{\lambda' \neq \lambda} \frac{X_{\lambda} X_{\lambda'} + 1}{(1 + X_{\lambda}^2)(1 + X_{\lambda'}^2)} \left[\frac{\Gamma_n \Gamma_{\alpha}}{\Gamma^2} \right]_{\lambda}^{1/2} \right. \\ \left. \left[\frac{\Gamma_n \Gamma_{\alpha}}{\Gamma^2} \right]_{\lambda'}^{1/2} \right\} \quad (I. C. 9)$$

La matrice U n'étant pas unitaire dans cette approximation, la section efficace totale doit être obtenue en ajoutant $\sigma_{n,n}$ et tous les $\sigma_{n,\alpha}$. Il vient :

$$\sigma_t = 4\pi \kappa^2 \sum_{Jsl} g_J^J \left\{ \sin^2 \phi_1 + \cos 2\phi_1 \Sigma_{\lambda} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right)_{\lambda} \frac{1}{1 + X_{\lambda}^2} + \sin 2\phi_1 \Sigma_{\lambda} \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \frac{X_{\lambda}}{1 + X_{\lambda}^2} \right. \\ \left. + \Sigma_{\lambda} \Sigma_{\lambda' \neq \lambda} \frac{X_{\lambda} X_{\lambda'} + 1}{(1 + X_{\lambda}^2)(1 + X_{\lambda'}^2)} \left\{ \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right)_{\lambda} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right)_{\lambda'} + \sum_{\alpha \neq n} \left[\frac{\Gamma_n \Gamma_{\alpha}}{\Gamma^2} \right]_{\lambda}^{1/2} \left[\frac{\Gamma_n \Gamma_{\alpha}}{\Gamma^2} \right]_{\lambda'}^{1/2} \right\} \right\} \quad (I. C. 10)$$

3° - Développement en série de A

Nous allons établir des expressions approchées de σ , voisines des précédentes, en calculant A par un développement en série.

Nous poserons :

$$e_{\lambda} = E_{\lambda} - i \frac{\Gamma_{\lambda}}{2}$$

$$G_{\lambda\lambda'} = \sum_c [\Gamma_{\lambda c}]^{1/2} [\Gamma_{\lambda'c}]^{1/2} \quad (\text{I. C. 11})$$

Il est possible d'écrire A^{-1} comme la somme de deux matrices, une diagonale, soit D^{-1} et une dont tous les éléments diagonaux sont nuls, soit N^{-1} . Nous avons :

$$\begin{aligned} A^{-1} &= D^{-1} + N^{-1} \\ D^{-1}_{\lambda\lambda'} &= -\delta_{\lambda\lambda'} (E - \epsilon_\lambda) \\ N^{-1}_{\lambda\lambda'} &= (1 - \delta_{\lambda\lambda'}) \frac{i}{2} G_{\lambda\lambda'} \end{aligned} \quad (\text{I. C. 12})$$

D'où l'expression de A :

$$A = D + D N^{-1} D + D N^{-1} D N^{-1} D + \dots$$

et un élément de A sera donné par :

$$\begin{aligned} A_{\lambda\lambda'} &= -\frac{\delta_{\lambda\lambda'}}{E - \epsilon_\lambda} + \frac{\frac{i}{2} (1 - \delta_{\lambda\lambda'}) G_{\lambda\lambda'}}{(E - \epsilon_\lambda) (E - \epsilon_{\lambda'})} - \frac{1}{E - \epsilon_\lambda} \Sigma_{\lambda''} \frac{\frac{i}{2} (1 - \delta_{\lambda''\lambda}) G_{\lambda\lambda''}}{E - \epsilon_{\lambda''}} \frac{\frac{i}{2} (1 - \delta_{\lambda''\lambda'}) G_{\lambda''\lambda'}}{E - \epsilon_{\lambda'}} \\ &+ \frac{1}{E - \epsilon_\lambda} \Sigma_{\lambda'''} \frac{\frac{i}{2} (1 - \delta_{\lambda'''\lambda}) G_{\lambda\lambda'''}}{E - \epsilon_{\lambda'''}} \Sigma_{\lambda''} \frac{\frac{i}{2} (1 - \delta_{\lambda''\lambda'''}) G_{\lambda''\lambda'''}}{E - \epsilon_{\lambda''}} \frac{\frac{i}{2} (1 - \delta_{\lambda''\lambda'}) G_{\lambda''\lambda'}}{E - \epsilon_{\lambda'}} + \dots \end{aligned} \quad (\text{I. C. 13})$$

Chaque terme est de l'ordre de grandeur du précédent multiplié par :

$$\frac{i}{2} (1 - \delta_{\lambda\lambda'}) \Sigma_{\lambda'} \frac{G_{\lambda\lambda'}}{E - \epsilon_\lambda} = \frac{i}{2} (1 - \delta_{\lambda\lambda'}) \Sigma_{\lambda'} \sqrt{\frac{\Gamma_\lambda}{\Gamma_{\lambda'}}} \frac{\Sigma_c \left[\frac{\Gamma_{\lambda c}}{\Gamma_\lambda} \right]^{1/2} \left[\frac{\Gamma_{\lambda'c}}{\Gamma_{\lambda'}} \right]^{1/2}}{X_{\lambda'} + i} \sim \frac{i}{2} (1 - \delta_{\lambda\lambda'}) \Sigma_{\lambda'} \frac{g_{\lambda\lambda'}}{X_{\lambda'} + i} \quad (\text{I. C. 14})$$

en posant :

$$g_{\lambda\lambda'} = \Sigma_c \left[\frac{\Gamma_{\lambda c}}{\Gamma_\lambda} \right]^{1/2} \cdot \left[\frac{\Gamma_{\lambda'c}}{\Gamma_{\lambda'}} \right]^{1/2} \quad (\text{I. C. 15})$$

Il faut remarquer que l'on a toujours $|g_{\lambda\lambda'}| \leq 1$; en fait, étant donnée la nature aléatoire des signes des $[\Gamma_{\lambda c}]^{1/2}$, le module de $g_{\lambda\lambda'}$ est d'autant plus petit qu'il y a plus de voies.

La convergence du développement I. C. 13 sera d'autant plus rapide que l'expression I. C. 14 sera petite, ce qui est le cas lorsqu'une des conditions suivantes est réalisée :

- α) X est grand, c'est à dire lorsque $\langle \Gamma \rangle / \langle D \rangle$ est petit.
- β) $|g_{\lambda\lambda'}|$ est petit (grand nombre de voies ayant des largeurs du même ordre de grandeur).
- γ) $\langle G_{\lambda\lambda'} \rangle / \langle D \rangle$ est petit.

La troisième condition résulte du produit des deux précédentes ; lorsque les différentes voies partielles ont le même ordre de grandeur, elle peut être exprimée par la condition :

$$\frac{\langle \Gamma_\lambda \rangle}{N} \approx \langle \Gamma_{\lambda c} \rangle \ll \langle D \rangle \quad (\text{I. C. 16})$$

N étant le nombre de voies. Cette condition est celle donnée par LANE et THOMAS [I. 5] à un facteur $\pi/2$ près.

En ne conservant que les deux premiers termes du développement de $A_{\lambda\lambda'}$, l'élément $U_{cc'}$ devient :

$$U_{cc'}^J = e^{+i(-\phi_c + \omega_{c'} - \phi_c)} \left[\delta_{cc'} + 2i \Sigma_{\lambda\lambda'} \left[\frac{\Gamma_{\lambda c}}{\Gamma_{\lambda}} \right]^{1/2} \left[\frac{\Gamma_{\lambda' c'}}{\Gamma_{\lambda'}} \right]^{1/2} \left(\frac{\delta_{\lambda\lambda'}}{X_{\lambda} + i} + \frac{i(1 - \delta_{\lambda\lambda'})}{(X_{\lambda} + i)(X_{\lambda'} + i)} g_{\lambda\lambda'} \right) \right]$$

(I. C. 17)

d'où les sections efficaces :

$$\sigma_t = 4\pi \chi^2 \sum_{Jsl} g_J \left\{ \sin^2 \phi + \cos 2\phi \Sigma_{\lambda} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right)_{\lambda} \frac{1}{1 + X_{\lambda}^2} + \sin 2\phi \Sigma_{\lambda} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right)_{\lambda} \frac{X_{\lambda}}{1 + X_{\lambda}^2} + \cos 2\phi \Sigma_{\lambda} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right)_{\lambda} \frac{X_{\lambda}}{1 + X_{\lambda}^2} \right. \\ \left. \left[\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right]_{\lambda}^{1/2} \left[\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right]_{\lambda'}^{1/2} g_{\lambda\lambda'} \frac{X_{\lambda} X_{\lambda'} - 1}{(1 + X_{\lambda}^2)(1 + X_{\lambda'}^2)} - \sin 2\phi \Sigma_{\lambda} \left[\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right]_{\lambda}^{1/2} \left[\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right]_{\lambda'}^{1/2} g_{\lambda\lambda'} \frac{X_{\lambda} + X_{\lambda'}}{(1 + X_{\lambda}^2)(1 + X_{\lambda'}^2)} \right\}$$

(I. C. 18)

$$\sigma_{n,\alpha} = 4\pi \chi^2 \sum_{Jsl} g_J \left\{ \Sigma_{\lambda} \left[\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right]_{\lambda} \left[\frac{\Gamma_{\alpha}}{\Gamma} \right]_{\lambda} \frac{1}{1 + X_{\lambda}^2} + \Sigma_{\lambda} \left[\frac{\Gamma_n \Gamma_{\alpha}}{\Gamma^2} \right]_{\lambda}^{1/2} \left[\frac{\Gamma_n \Gamma_{\alpha}}{\Gamma^2} \right]_{\lambda}^{1/2} \frac{X_{\lambda} X_{\lambda'} - 1}{(1 + X_{\lambda}^2)(1 + X_{\lambda'}^2)} \right\}$$

(I. C. 19)

$$\sigma_{n,n} = \pi \chi^2 \sum_{Jsl} \left\{ \left| 1 - U_{nn}^J \right|^2 + \Sigma_{\alpha' \neq \alpha} \left| U_{nc'} \right|^2 \right\} \approx \pi \chi^2 \sum_{Jsl} \left| 1 - U_{nn}^J \right|^2$$

(I. C. 20)

(en négligeant le second terme qui correspond à l'émission du neutron avec changement du moment orbital et du spin de la voie - processus peu important à basse énergie).

$$\sigma_{n,n} = 4\pi \chi^2 \sum_{Jsl} g_J \left\{ \sin^2 \phi + \cos 2\phi \Sigma_{\lambda} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right)_{\lambda}^2 \frac{1}{1 + X_{\lambda}^2} + \sin 2\phi \Sigma_{\lambda} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right)_{\lambda} \frac{X_{\lambda}}{1 + X_{\lambda}^2} + \Sigma_{\lambda} \left[\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right]_{\lambda}^{1/2} \left[\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right]_{\lambda'}^{1/2} g_{\lambda\lambda'} \frac{X_{\lambda} X_{\lambda'} - 1}{(1 + X_{\lambda}^2)(1 + X_{\lambda'}^2)} - \sin 2\phi \Sigma_{\lambda} \left[\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right]_{\lambda}^{1/2} \left[\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right]_{\lambda'}^{1/2} g_{\lambda\lambda'} \frac{X_{\lambda} + X_{\lambda'}}{(1 + X_{\lambda}^2)(1 + X_{\lambda'}^2)} \right\}$$

(I. C. 21)

Ces formules représentent une approximation un peu meilleure que celles de BETHE, dont elles sont très voisines. Une différence n'apparaît que dans les 4ème termes (I. C. 10) et (I. C. 18) : le terme $(X_{\lambda} X_{\lambda'} + 1)$ de la première formule est remplacé par $(X_{\lambda} X_{\lambda'} - 1)$. Ceci a une importance pour le calcul de la section efficace moyenne : voir I. D.

4° - Comparaison de la formule approchée avec les résultats du formalisme multiniveaux

Nous allons comparer les sections efficaces calculées par les formules approchées (I. C. 18) et (I. C. 19) que nous appellerons "Breit et Wigner multiniveaux" avec celles calculées à partir des mêmes paramètres par inversion de la matrice A^{-1} (Méthode de VOGT). Ce dernier calcul, que nous qualifierons "exact" sera effectué par le programme MUFFLE : la comparaison se fera donc sur des sections efficaces non convolées par l'effet Doppler.

a) Nous examinerons d'abord la qualité de la correction apportée par les termes d'interférence entre résonances de la formule "Breit et Wigner Multiniveaux" (soit BWMN en abrégé). Nous évaluerons cette qualité par l'erreur résiduelle égale au rapport de la différence entre la formule exacte multiniveaux soit (MN), et BWMN à la différence entre cette formule exacte, MN, et la simple formule de Breit et Wigner (soit BW). Comme ce rapport est négatif (la correction est surévaluée) nous porterons :

$$\epsilon = \frac{(BWMN) - (MN)}{(MN) - (BW)}$$

Les figures 1 à 4 correspondent à 4 cas de calculs avec différentes interférences - mais toujours les mêmes énergies et largeurs totales. Les paramètres en sont donnés dans le tableau I. 2, ainsi que la valeur de ϵ .

TABLEAU I. 2

	1er niveau E = 899, 92 eV $\Gamma = 0, 1$ eV			2ème niveau E = 900, 08 eV $\Gamma = 0, 3$ eV			
	$\left[\Gamma_n\right]^{1/2}$	$\left[\Gamma_{\alpha 1}\right]^{1/2}$	$\left[\Gamma_{\alpha 2}\right]^{1/2}$	$\left[\Gamma_n\right]^{1/2}$	$\left[\Gamma_{\alpha 1}\right]^{1/2}$	$\left[\Gamma_{\alpha 2}\right]^{1/2}$	$ \epsilon $
1er cas	$\sqrt{0, 1}$			$\sqrt{0, 3}$			1
2ème cas	$\sqrt{0, 01}$			$\sqrt{0, 03}$			0, 1
3ème cas	$\sqrt{0, 0333}$	$\sqrt{0, 0333}$	$\sqrt{0, 0333}$	$\sqrt{0, 1}$	$\sqrt{0, 1}$	$\sqrt{0, 1}$	1
4ème cas	$\sqrt{0, 0333}$	$\sqrt{0, 0333}$	$\sqrt{0, 0333}$	$\sqrt{0, 1}$	$\sqrt{0, 1}$	$\sqrt{0, 1}$	0, 333

Les deux premiers cas ne tiennent compte que de l'interférence de diffusion mais alors que la largeur neutronique Γ_n est supposée égale à Γ dans le cas 1 (une voie), elle n'est égale qu'au dixième de Γ dans le cas 2 (les 9/10 restant étant supposés dus à un très grand nombre de petites amplitudes partielles réparties au hasard et se détruisant en moyenne - hypothèse statistique).

Les deux derniers cas supposent l'existence de 3 voies d'égales largeurs : une de diffusion et deux de réaction. Mais alors que pour chacune des voies les amplitudes ont le même signe pour les deux niveaux dans le cas 3, les deux amplitudes pour une des voies sont de signes différents dans le cas 4 (peu importe laquelle ; ici, voie α_2). Il en résulte les valeurs de ϵ portées dans la dernière colonne.

Le tableau I. 3 donne la valeur de l'erreur pour 3 énergies dans chaque cas.

TABLEAU I.3

	$ \mathcal{G} $	$c = \frac{G}{E_2 - E_1}$	ϵ à		
			899,5 eV	900 eV	900,5 eV
1er cas	1	1,06	12,5 %	70 %	24 %
2ème cas	0,1	0,106	0,9 %	5,1 %	2 %
3ème cas	1	1,06	12,5 %	70 %	24 %
4ème cas	0,333	0,35	3,4 %	17 %	6,6 %

L'examen des courbes et du tableau I.3 montre que l'erreur est à peu près proportionnelle à $\mathcal{G}$, quelque soit le nombre de voies. En particulier les courbes des cas 1 et 3 sont très semblables, l'erreur étant exactement la même.

Ces calculs furent effectués pour deux résonances très rapprochées : elles sont distantes de 0,16 eV alors que la moyenne géométrique des largeurs est de 0,2 eV ; il s'agit donc d'un cas extrême, mais qui montre que le rapport Γ/D n'est pas un critère de validité de l'approximation BWMN satisfaisant. Celui-ci serait plutôt :

$$C = \left| \frac{\sum_i \sqrt{\Gamma_{i\lambda}} \sqrt{\Gamma_{i\lambda'}}}{E_\lambda - E_{\lambda'}} \right| = \frac{G}{|E_\lambda - E_{\lambda'}|} \ll 1 \quad (\text{I.C. 22})$$

La valeur de C est donnée dans la colonne 3 du tableau. Le choix de la qualité nécessaire de l'approximation est assez subjectif (il dépend en fait que la qualité des résultats expérimentaux) : nous admettrons que l'approximation BWMN est bonne pour $C \leq 0,1$.

b) Le calcul avec seulement deux résonances ne correspond pas à un cas réel. Nous avons comparé l'approximation BWMN avec le calcul exact dans deux cas.

- Cas à 1 voie : diffusion pure au-delà de 10 keV - la figure I.5 représente la section efficace totale du Co calculée d'après les paramètres donnés par MORGENSTERN et al [I. 14] entre 49 et 57 KeV ; la courbe en trait pointillé correspond à la formule de Breit et Wigner à 1 niveau et celle en trait plein à la formule exacte (la formule approchée BWMN en est indiscernable). La courbe en tirets représente la valeur absolue de l'erreur relative : $\epsilon = (\text{BWMN} - \text{MN}) / \text{MN}$. Le signe en est donné pour chaque zone.

La valeur de $C = \left| \sqrt{\Gamma_{n\lambda} \Gamma_{n\lambda'}} / (E_\lambda - E_{\lambda'}) \right|$ est maximum pour les niveaux à 53,83 et 56,24 KeV - et vaut 0,135.

La description de la courbe par la formule approchée est assez bonne ($\epsilon < 2\%$) sauf au voisinage immédiat des pics des résonances : l'erreur atteint 14 % à 50,1 KeV et 56,1 KeV.

- Cas à plusieurs voies : noyaux fissiles à basse énergie. La figure I.6 représente les sections efficaces totales et de fission de ^{235}U calculées avec les mêmes paramètres selon les formules BW (courbes en pointillé) et multiniveaux (courbe en trait plein) - ces dernières n'étant pas discernables, sur le graphique, des courbes calculées d'après la formule approchée (BWMN).

Les paramètres sont ceux donnés par E. VOGT en 1958 [I.10] ils ne représentent certainement pas la meilleure estimation actuellement possible, le but de ces calculs étant

seulement d'illustrer un exemple réaliste.

L'erreur définie comme précédemment, n'est donnée que pour la section efficace de fission (celle de la transmission lui est semblable mais toujours inférieure). Elle est de l'ordre de 1 %, atteignant parfois 5 %. La valeur de $C = \frac{\sum_{\alpha} \sqrt{\Gamma_{f\alpha\lambda} \Gamma_{f\alpha\lambda'}}}{(E_{\lambda} - E_{\lambda'})}$ atteint 0,08 pour le couple de niveaux 0,27 - 1,94 eV.

Ces courbes ne tiennent pas compte de l'effet Doppler : son inclusion aurait pour effet de diminuer un peu les différences.

D - SECTION EFFICACE TOTALE MOYENNE

Elle est donnée par :

$$\langle \sigma_t \rangle = \pi \chi^2 \sum_J 2 g_J \sum_{sl} [1 - \Re e \langle U_{\alpha sl}^J, \alpha sl \rangle] \quad (\text{I.D. 1})$$

Le problème est alors de calculer $\langle U \rangle$. En négligeant les variations des largeurs partielles avec l'énergie et en intégrant de $-\infty$ à $+\infty$, nous obtenons (voir annexe I)

$$\langle U_{cc} \rangle = e^{-2i\phi_c} \left[1 - \pi \frac{\langle \Gamma_{\lambda c} \rangle}{\langle D \rangle} \right] \quad (\text{I.D. 2})$$

$$\Re e \langle U_{cc}^J \rangle = \cos 2\phi \left[1 - \pi \frac{\langle \Gamma_{\lambda c} \rangle}{\langle D \rangle} \right] \quad (\text{I.D. 3})$$

d'où

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{t(l=0)} \rangle &= \pi \chi^2 \sum_J 2 g_J \sum_{sl} (2 \sin^2 \phi_1 + 2 \cos^2 \phi_1) \frac{\langle \Gamma_{n\lambda} \rangle}{D} \\ &= 4 \pi \chi^2 \sum_J g_J \sum_{sl} (\sin^2 \phi_1 + \cos^2 \phi_1) \frac{\pi}{2} \frac{\langle \Gamma_{n\lambda} \rangle}{D} \end{aligned} \quad (\text{I.D. 4})$$

Ces deux hypothèses (largeur indépendante de l'énergie et intégration depuis $-\infty$) ne sont pas réalistes. Il existe plusieurs expressions de $\langle \sigma_t \rangle$ qui dépendent des hypothèses mais contiennent toutes des termes en $(\langle \Gamma_{n\lambda} \rangle / \langle D \rangle)^2$.

Par exemple LANE et LYNN [I. 15], en considérant un contour dans le plan complexe (soit $E_1, E_2, E_2 + iI, E_1 + iI$) avec I grand par rapport à $\langle D \rangle$ mais tel que les valeurs moyennes ne varient pas sur un intervalle I , ont obtenu pour $l = 0$:

$$\langle \sigma_t \rangle_{l=0} = 4 \pi \chi^2 \frac{(\sin \rho - \rho R^0 \cos \rho)^2 + \pi \rho S (1 + \pi \rho S \cos^2 \rho)}{(1 + \pi \rho S)^2 + (\rho R^0)^2} \quad (\text{I.D. 5})$$

avec $\rho = kR$ et $\rho S = \frac{\langle \Gamma_n \rangle}{2 \langle D \rangle}$

La contribution des résonances lointaines s'introduit sans que l'on ait besoin de faire d'hypothèse sur la constance des largeurs moyennes. Si l'on suppose $R^0 = 0$, on obtient :

$$\sigma_{t(l=0)} = 4 \pi \chi^2 \left[\sin^2 \rho + \frac{\pi}{2} \frac{\langle \Gamma_n \rangle}{\langle D \rangle} \cos 2\rho - \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{\langle \Gamma_n \rangle}{\langle D \rangle} \right)^2 \cos 2\rho \right] \quad (\text{I.D. 6})$$

De même KRIEGER et PORTER [I. 16] ont calculé la valeur moyenne de σ_t en pondérant U par une fonction de Lorenz ; ils diminuent ainsi le poids des niveaux lointains. Ils obtiennent :

$$\langle U_{cc}^J \rangle = e^{-2i\phi_c} \frac{1 - \frac{\pi}{2} \frac{\langle \Gamma_c \rangle}{\langle D \rangle}}{1 + \frac{\pi}{2} \frac{\langle \Gamma_c \rangle}{\langle D \rangle}} = e^{-2i\phi_c} \left(1 - \frac{\pi \langle \Gamma_c \rangle}{\langle D \rangle} + \frac{\pi^2}{2} \frac{\langle \Gamma_c \rangle^2}{\langle D \rangle^2} - \dots \right) \quad (\text{I.D. 7})$$

Ce qui, en se limitant aux 3 premiers termes, donne exactement la formule (I.D.6).

Quelle que soit la méthode d'évaluation de la moyenne, il n'y aurait pas de composantes en $(\langle \Gamma_c \rangle / \langle D \rangle)^2$ (ni d'ordre supérieur) dans l'expression de $\langle \sigma_t \rangle$ si on limitait le développement de A au premier terme (I.C.13) c'est à dire si on négligeait tous les termes représentant les interférences entre niveaux. Ce qui a permis de dire que dans l'expression de $\langle \sigma_t \rangle$ les termes en $(\langle \Gamma_c \rangle / \langle D \rangle)^n$ (avec $n > 2$) constituent la contribution des interférences entre niveaux à $\langle \sigma_t \rangle$ (I.17). Mais il ne faut pas oublier que l'expression de $\langle \sigma_t \rangle$ dépend du mode d'évaluation.

Il faut remarquer, par ailleurs, que des termes en $(\langle \Gamma_c \rangle / \langle D \rangle)^2$ s'introduisant dans les expressions des sections efficaces élastiques et composées même lorsque l'on prend pour $\langle \sigma_t \rangle$ l'expression simple donnée par (I.D.3).

En effet, les sections efficaces moyennes de diffusion élastique et de réaction s'expriment en fonction de U :

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{el} \rangle &= \pi \kappa^2 \sum_J g_J \sum_{s1} \left| 1 - U_{cc}^J \right|^2 \\ \langle \sigma_r \rangle &= \pi \kappa^2 \sum_J g_J \sum_{s1} \left[1 - \left| U_{cc}^J \right|^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{I.D. 8})$$

On peut définir [I.18] une section efficace de diffusion potentielle et une section efficace composée :

$$\begin{aligned} \langle \sigma_p \rangle &= \pi \kappa^2 \sum_J g_J \sum_{s1} \left| 1 - \langle U \rangle \right|^2 \\ \langle \sigma_c \rangle &= 2 \pi \kappa^2 \sum_J g_J \sum_{s1} (1 - \left| \langle U \rangle \right|^2) \end{aligned} \quad (\text{I.D.9,10})$$

On a évidemment :

$$\langle \sigma_t \rangle = \langle \sigma_{el} \rangle + \langle \sigma_r \rangle = \langle \sigma_p \rangle + \langle \sigma_c \rangle = 2 \pi \kappa^2 \sum_J g_J \sum_{s1} (1 - \Re_e \langle U_{cc}^J \rangle)$$

En supposant que $\langle U \rangle$ est donné par l'équation (I.D.2) (c'est à dire : est du premier ordre en $(\langle \Gamma_{\lambda c} \rangle / \langle D \rangle)$), nous obtenons :

$$\begin{aligned} \langle \sigma_p \rangle &= 4 \pi \kappa^2 \sum_J g_J \sum_{s1} \left[\sin^2 \phi - \frac{\pi}{2} \frac{\langle \Gamma_c \rangle}{\langle D \rangle} (1 - \cos 2 \phi) + \left(\frac{\pi}{2} \frac{\langle \Gamma_c \rangle}{\langle D \rangle} \right)^2 \right] \\ \langle \sigma_c \rangle &= 4 \pi \kappa^2 \sum_J g_J \sum_{s1} \left[\frac{\pi}{2} \frac{\langle \Gamma_c \rangle}{\langle D \rangle} - \left(\frac{\pi}{2} \frac{\langle \Gamma_c \rangle}{\langle D \rangle} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{I.D. 10})$$

La somme des deux est bien égale à $\langle \sigma_t \rangle$ donnée par (I.D.4). La présence des termes en $\left(\frac{\pi}{2} \frac{\langle \Gamma_c \rangle}{\langle D \rangle} \right)^2$ résulte du choix de la séparation en un terme "potentiel" et en un terme "composé".

CONCLUSION

L'analyse des résultats expérimentaux exposés dans ce travail est basée sur l'utilisation de la formule BMWN : nous avons montré qu'elle constitue une très bonne approximation lorsque $\langle \Gamma \rangle / \langle D \rangle \ll 1$ - ce qui sera toujours le cas ici. Cette formule décrit correctement les interférences : il sera possible d'utiliser des échantillons épais et d'analyser correctement la section efficace dans les ailes des résonances ; il sera notamment possible de déterminer le spin des résonances d'après leurs interférences.

II - CONDITIONS EXPERIMENTALES

A - GENERALITES SUR LA METHODE DU TEMPS DE VOL

Nous n'en parlerons que succinctement, celles-ci ayant déjà été exposées (II. 1, II. 2).

1° - Principe

L'énergie d'un neutron est calculée dans le système du laboratoire à partir de sa vitesse, déterminée d'après son temps de parcours t de la distance L séparant la source de neutrons du détecteur. La formule pratique est :

$$t = \frac{72,296 L}{\sqrt{E}} \simeq \frac{72,3 L}{\sqrt{E}} \quad (\text{II. A. 1})$$

t = temps de vol en $\mu\text{s/m}$

L = longueur de vol en mètres

E = énergie du neutron en eV.

La correction relativiste est négligeable ; en effet au premier ordre :

$$E_{\text{exact}} = E \left(1 + \frac{3}{2} \frac{E}{M_0 C^2} \right) \quad (\text{II. A. 2})$$

E_{exact} = énergie réelle du neutron, compte-tenu de la correction relativiste

E = énergie approchée déterminée d'après la formule 1

$M_0 C^2$ = équivalent en énergie de la masse du neutron $\simeq 931 \text{ MeV}$.

Cette correction, qui est de 1,6 ‰ pour des neutrons de 1 MeV, sera toujours négligée.

L'énergie ainsi définie est celle du neutron incident, et non pas celle disponible pour la réaction dans le système du centre de masse. Cette dernière est :

$$E_{\text{CM}} = E \frac{M_A}{M_A + m_n} \quad (\text{II. A. 3})$$

M_A = masse noyau cible

m_n = masse neutron

Mais l'usage est de toujours parler de E , et nous nous y conformerons.

Le détecteur dépend du type d'interaction que l'on veut étudier ; la source de neutrons est souvent commune à plusieurs expériences ayant chacune leur détecteur ; c'est le cas à l'accélérateur linéaire d'électrons de Saclay (Figure II. 1).

Les impulsions issues d'un détecteur sont analysées en temps, éventuellement en amplitude par un sélecteur de temps et d'amplitude, l'instant d'émission des neutrons étant pris

comme origine des temps.

2° - Source de neutrons

Les impulsions de neutrons sont obtenues par bombardement d'une cible d'Uranium naturel par des bouffées d'électrons fournies par l'accélérateur linéaire.

a) Accélérateur Linéaire de Saclay. Une troisième section d'accélérateur ayant été ajoutée pendant le second semestre de 1964, les caractéristiques de cet accélérateur ont été améliorées. Actuellement, l'énergie moyenne des électrons accélérés est de 45 MeV en charge. Le courant crête dépend de la largeur de l'impulsion.

Largeur impulsion électrons	Energie moyenne	Courant crête	Remarques
1 - <u>Régime nominal</u>	45 MeV	85 mA	
2 - <u>Régime permanent</u>			
1 à 2 μs	45 MeV	90 mA	125, 250 ou 500 c/s
	38 MeV	140 mA	"
0,5 μs	44 MeV	200 mA	"
0,25 μs	46 MeV	250 mA	"
3 - <u>Régime énergie stockée</u>			
200 ns	46 MeV	0,40 A	125, à 1 000 c/s
110 ns	47 MeV	0,65 A	"
60 ns	48 MeV	0,9 A	"
20 ns	49 MeV	1,6 A	(depuis Juin 1966)
10 ns	50 MeV	1,3 A	(février 1966)

Le gain en neutrons résultant de l'adjonction de la 3ème section est compris entre 2,5 et 3 alors que la puissance n'est même pas doublée ; il semble que le nombre de neutrons produits par Joule est une fonction croissante de l'énergie même au-delà de 35 MeV, contrairement aux résultats de BALDWIN et al. [II.3]. En réalité, d'autres mesures ont indiqué une croissance du rendement en neutrons par joule même au-delà de 35 keV (figure II.2) [II.4] à [II.6]. Les résultats ne sont pas toujours cohérents entre eux : il est possible que l'épaisseur de la cible ait un rôle important. Dans notre cas, elle est supérieure à 100 g/cm^2 .

b) Cible. La cible actuellement utilisée est constituée d'un bloc d'uranium naturel de 3 cm de diamètre et 10 cm de long (figure II.3) refroidi par une circulation d'eau. Les électrons produisent des rayons gamma de freinage qui, par réactions (γ, n) et (γ, F) produisent les neutrons.

Le spectre en énergie de ces neutrons est la somme d'un spectre de fission ($\bar{E} \sim 2 \text{ MeV}$) et d'un spectre de photoneutrons, plus énergétique, ayant une longue queue vers les hautes énergies (jusqu'à environ 30 MeV).

La durée d'émission des neutrons prompts est très brève et varie comme $1/\sqrt{E}$. Elle est de l'ordre de 4 ns à 50 KeV [II.1] [II.7]. Les neutrons retardés émis par les fragments de fission constituent une source de bruit de fond.

c) Ralentisseur. Il est nécessaire de ralentir les neutrons rapides sortant de la cible pour augmenter le rendement en neutrons lents ($E < 100 \text{ keV}$).

Il en résulte une dispersion des temps de sortie des neutrons lents du modérateur. Nous avons particulièrement étudié cet effet [II. 8] à [II. 10] qui limite actuellement la résolution expérimentale (voir II.C. 2).

Il faut noter que le ralentisseur est inutile si l'on veut travailler au-delà de 100 keV : si il augmente le nombre de neutrons en dessous de cette énergie, il diminue celui-ci au dessus, tout en augmentant la dispersion des temps d'émission du neutron.

3° - Détecteurs

Le type de détecteur utilisé dépend de l'expérience. Les qualités requises sont :

- une bonne définition du temps de vol, c'est à dire un détecteur rapide permettant de définir les temps avec une faible erreur, et ne donnant pas lieu à une incertitude sur la longueur de vol.
 - une grande efficacité - souvent difficile à obtenir à haute énergie ; il est possible d'augmenter l'épaisseur du détecteur, mais c'est au détriment de la résolution en temps.
 - un faible bruit de fond - l'origine de ce dernier dépend beaucoup du type de détecteur.
 - une récupération rapide après la "bouffée" γ ; en effet, le rayonnement des rayons γ de freinage est très intense, et aveugle tous les détecteurs - même ceux peu sensibles aux rayons γ . En pratique, il est souvent très difficile de travailler à des temps inférieurs à 10 μ s.
- Nous décrivons en IV les deux détecteurs utilisés pour ce travail.

4° - Sélecteurs de temps et d'amplitude [II. 11] à [II. 16]

Ces appareils doivent en fait assurer plusieurs fonctions :

- a) assurer le codage digital de l'information analogique (temps ou amplitude).
- b) ajouter l'information nouvelle à celles précédemment enregistrées.
- c) garder dans une mémoire le comptage résultant.
- d) assurer la sortie des informations contenues dans la mémoire (elles sont soit imprimées, soit perforées, soit enregistrées sur bande magnétique).

La technique de ces appareils a beaucoup évolué ces dernières années et leurs performances s'accroissent constamment ainsi que leur fiabilité. Le tableau II. 1 représente l'évolution des analyseurs utilisés depuis le début des expériences auprès de l'Accélérateur Linéaire. Dans les appareils les plus récents, les fonctions "codage" et "accumulation et mémoire" sont séparées.

Actuellement, les principales caractéristiques des appareils utilisés sont :

- a) Codeurs de temps [II. 12] à [II. 15]
 - HC 25 - codeur 50 ns - largeur de canal variable, de 50 à 3 200 ns, par bonds d'un facteur 2, avec au maximum 16 changements - de 512 à 65 536 canaux.
 - HC 97 - codeur 10 et 1 ns, jusqu'à 65 536 canaux.
- Version 10 ns : largeur de canal variable, égale à 1, 2, 4 ou 8 fois la largeur de base laquelle est égale à 10, 20, 40, 80, 160 ou 320 ns.
- Version 1 ns : largeur de canal fixe, égale à 1, 2, 4 ou 8 ns.

b) Mémoires

- BM 96 - blocs mémoires permettant l'accumulation, la visualisation, la sortie des résultats - 4 096 canaux.
- Calculateur [II. 11] [II. 16]. Installé en 1965, il a 24 576 mémoires de 18 digits, et 3 unités de bandes magnétiques. Plusieurs fonctions lui sont demandées ; nous citerons :

TABEAU II. 1
Principales caractéristiques des codeurs de temps de vol utilisés auprès de l'accélérateur
Linéaire de Saclay

Année	Largeur de canal min.	Nombre de canaux	Fonction	Technique	Remarques
1958	0,5 μ s	1 024	Codeur et mémoire	Tubes	Importé des Etats-Unis (RCL)
1960	0,25 μ s	1 000	Codeur et mémoire	Tubes	Fabriqués en France (Intertechnique) d'après techniques américaines
1962	0,1 μ s	1 024	Codeur	Tubes et transistors	Premier exemple de fonctions codage et mémoire séparées. Premier analyseur multidimensionnel (dit 2 x 3)
		1 024	Mémoire	Tubes	
1963	50 ns	64 000	Codeur	Transistors	Prototype fabriqué à Saclay (D.E.) - codeur à largeur de canal variable (accordéon)
		4 096	Mémoire	Transistors	Plusieurs blocs peuvent être commandés en parallèle pour travailler avec plus de 4 090 canaux, moyennant une électronique simple - cela ne sera réalisé qu'en 1965
1965	10 ns	64 000	Codeur	Transistors	Egalement à largeur de canal variable - Peut facilement être transformé en 1 ns
1966		8 192 et 16 384	Mémoire	(Calculateur)	Début des expériences avec calculateur en ligne
1968 (?)	1 ns	64 000	Codeur		

- . acquisition en ligne pour une expérience (4 096, 8 192 ou 16 384 canaux).
- . décodage sur bandes magnétiques 7 pistes de toutes les expériences.
- . automatisation possible pour toutes les expériences (changeur d'échantillon).
- . lecture des bandes magnétiques 16 pistes (temps de vol pur ou multidimensionnel).
- . visualisation des résultats.
- . sortie des résultats sur traceur de courbe, imprimante rapide, ou sous forme de cartes perforées.

. calculs simples sur les résultats : sommes d'expériences partielles, correction de temps mort, évaluation et soustraction de bruit de fond, etc...

Il est utilisé en ligne depuis Mai 1966. Plusieurs des expériences présentées dans ce travail furent effectuées en lignes ; certaines d'entre elles n'auraient pas pu l'être autrement (étude du Xénon par exemple).

5° - Effets expérimentaux

La définition de l'énergie est limitée par deux facteurs :

a) L'agitation thermique. De son fait, pour un neutron incident d'énergie E_0 bien définie dans le système du laboratoire, l'énergie disponible dans le système du centre de masse fluctue autour de $E_0 \frac{M}{M+1}$: c'est l'effet Doppler. L'erreur sur l'énergie en résultant est proportionnelle à $\sqrt{E}$. Cet effet est étudié plus en détail en II.B.

b) La résolution expérimentale. Un événement compté au temps t ne correspond pas à un neutron d'énergie E_t dans le système du laboratoire : il y a une dispersion autour de cette valeur résultant de la résolution expérimentale. Elle est examinée en II.C.

B - EFFET DOPPLER

1° - Généralités

Ce problème fut particulièrement étudié par A. MICHAUDON [II, 1]. Il constitue la seule limite à la séparation des résonances (en dehors de leur élargissement naturel) : il est toujours possible d'améliorer la résolution expérimentale (augmentation de la longueur de vol ou diminution des largeurs électroniques, voir paragraphe c) mais il ne semble pas possible de diminuer l'agitation thermique en deçà d'une certaine limite. Etant donnée l'importance de ce problème, nous résumons les principaux résultats.

a) Gaz mono-atomique. C'est le cas le plus simple. La distribution des vitesses est alors donnée par la loi de Maxwell :

$$n(v) dv = 4 \pi \left(\frac{M}{2 \pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{Mv^2}{2kT}} dv \quad (\text{II. B. 1})$$

k constante de Boltzmann ($= 0,8677 \cdot 10^{-4}$ eV/°)

T température du gaz

M masse de l'atome de gaz

Si la section efficace réelle est $\sigma(E)$, la section efficace observée $\sigma_{\Delta}(E)$ sera donnée par le produit de convolution de la distribution des vitesses par la section efficace, soit :

$$\sigma_{\Delta}(E) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{A}{\pi kT}} \frac{1}{\sqrt{E}} \int_0^{\infty} \sqrt{\frac{E'}{E}} \sigma(E') \left\{ \exp \left[-\frac{A}{kT} (\sqrt{E'} - \sqrt{E})^2 \right] - \exp \left[-\frac{A}{kT} (\sqrt{E'} + \sqrt{E})^2 \right] \right\} dE' \quad (\text{II. B. 2})$$

A étant le nombre de masse du noyau. La seconde exponentielle est négligeable dès que l'énergie excède une fraction d'eV (de l'ordre de 1/100 eV). L'exposant de la première peut se simplifier :

$$\frac{A}{kT} (\sqrt{E'} - \sqrt{E})^2 = \frac{A}{kT} \frac{(E' - E)^2}{4 E} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{E' - E}{E} + \epsilon \left(\frac{E' - E}{E}\right)^2\right) \simeq \frac{A}{kT} \frac{(E' - E)^2}{4 E} \quad (\text{II. B. 3})$$

Cette simplification est valable lorsque $\exp \left[+ \frac{A}{kT} \frac{(E' - E)^3}{8 E^3} \right] \sim 1$

c'est à dire
$$\frac{A}{kT} \left(\frac{E' - E}{2} \right)^3 \frac{1}{E^2} \ll 1$$

donc au delà d'une énergie minimum de quelques eV dans les cas usuels. Cette approximation n'est pas un inconvénient en pratique, car l'élargissement Doppler à basse énergie est faible devant la largeur propre des résonances.

La formule (II. B. 2) devient :

$$\sigma_{(E)} = \frac{1}{\Delta} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \sqrt{\frac{E'}{E}} \sigma_{(E')} \exp \left(- \frac{(E' - E)^2}{\Delta^2} \right) dE' \quad (\text{II. B. 4})$$

en posant
$$\Delta = 2 \sqrt{E \frac{kT}{M}}$$

A une énergie donnée, l'élargissement par effet Doppler dépend uniquement du rapport T/M.

Dans le cas des formules de BREIT et WIGNER à 1 niveau, pour une résonance de capture :

$$\sigma_{(E)} = \sigma_0 \frac{E_0}{E} \frac{1}{1 + \left(\frac{E - E_0}{\Gamma/2} \right)^2} \quad (\text{II. B. 5})$$

E₀ étant l'énergie de la résonance, Γ sa largeur, et en posant :

$$x = \frac{E - E_0}{\Gamma/2} \quad y = \frac{E' - E_0}{\Gamma/2} \quad \beta = \frac{2 \Delta}{\Gamma} \quad (\text{II. B. 6})$$

nous obtenons :

$$\sigma_{\Delta(E)} = \frac{\sigma_0}{\beta \sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E_0}{E}} \int_{-\frac{\Gamma}{2}}^\infty \frac{1}{1 + y^2} \exp \left[- \frac{(x - y)^2}{\beta^2} \right] dy \quad (\text{II. B. 7})$$

Puisque, dans tous les cas usuels, nous aurons $E_0 \gg \frac{\Gamma}{2}$ cette formule peut s'écrire :

$$\sigma_{\Delta(E)} = \sigma_0 \frac{E_0}{E} \psi(\beta, x) \quad (\text{II. B. 8})$$

avec
$$\psi(\beta, x) = \frac{1}{\beta \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + y^2} \exp \left[- \frac{(x - y)^2}{\beta^2} \right] dy \quad (\text{II. B. 9})$$

Dans le cas de la diffusion élastique, le terme en $\sqrt{E'}$ de l'intégrale (II. B. 4) n'est pas éliminé par le terme en $1/\sqrt{E'}$ de $\sigma_{(E')}$. La même formule est obtenue en négligeant la variation

de $\sqrt{E}$ au voisinage de la résonance, hypothèse valable pour E_0/Γ grand*.

Dans le cas de la diffusion, le terme d'interférence potentiel devient :

$$\sigma = 2 \sigma_0 \frac{R}{\lambda_0} \sqrt{\frac{E_0}{E}} \phi(\beta, x) \quad (\text{II. B. 10})$$

$$\text{avec } \phi(\beta, x) = \frac{1}{\beta \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{y}{1+y^2} \exp \left[-\frac{(x-y)^2}{\beta^2} \right] dy \quad (\text{II. B. 11})$$

b) Echantillons solides. W.E. LAMB a étudié, en 1939, le cas de la capture radiative d'un neutron par un noyau lié dans un cristal. Les résultats diffèrent selon la force du couplage des atomes dans le cristal.

α - Couplage faible. LAMB a montré [II. 17] que la formule II. B. 9 restait valable à condition de remplacer la température T par une autre valeur, dite température effective T_{eff} . Cette valeur peut être calculée si le spectre de vibration du réseau cristallin est connu. Dans l'hypothèse courant d'un spectre de Debye et pour $\Delta + \Gamma \gg 2 k \theta$. (condition de couplage faible) la température effective est donnée par [II. 18] :

$$T_{\text{eff}} = 3 T \left(\frac{T}{\theta} \right)^3 \int_0^{\frac{\theta}{T}} t^3 \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{e^t - 1} \right) dt \quad (\text{II. B. 12})$$

$$\text{Pour } \frac{\theta}{T} < 3 : T_{\text{eff}} = T \left[1 + \frac{1}{20} \left(\frac{\theta}{T} \right)^2 - \frac{1}{1680} \left(\frac{\theta}{T} \right)^4 + \frac{1}{90720} \left(\frac{\theta}{T} \right)^6 \dots \right] \quad (\text{II. B. 13})$$

$$\text{et pour } \frac{\theta}{T} > 4 : T_{\text{eff}} = \frac{3}{8} \theta \left[1 + 51,95 \left(\frac{T}{\theta} \right)^4 - 8 e^{-\frac{\theta}{T}} \left(\left(\frac{T}{\theta} \right) + 3 \left(\frac{T}{\theta} \right)^2 + 6 \left(\frac{T}{\theta} \right)^3 + 6 \left(\frac{T}{\theta} \right)^4 \right) \right] \quad (\text{II. B. 14})$$

La température effective, toujours supérieure à la température réelle, en est d'autant plus proche que $\frac{T}{\theta}$ est petit. De plus, pour $T \rightarrow 0$, $T_{\text{eff}} \rightarrow \frac{3}{8} \theta$: il n'y a pas intérêt, pour diminuer T_{eff} , à refroidir l'échantillon en dessous d'une certaine température.

β - Couplage fort. Dans le cas limite d'un couplage infiniment fort, la résonance est centrée à l'énergie E_0 sans être élargie par effet Doppler ni décalée de l'énergie de recul du noyau (effet MÖSSBAUER) ; ce cas ne se rencontre pas en pratique.

γ - Couplages intermédiaires. Ce cas est plus difficile à traiter rigoureusement. Par une certaine approximation, LAMB a montré que la résonance observée pouvait être considérée comme la somme de deux courbes, une avec recul (couplage faible), l'autre sans (couplage infini).

* Cette formule est toujours valable pour la section efficace totale des noyaux car à basse énergie la contribution de la diffusion résonnante est très faible puisque $\Gamma_n = \Gamma_n^0 \sqrt{E} \ll \Gamma$ absorption.

Des modèles, autres que celui de Debye peuvent être utilisés pour décrire le réseau cristallin. C'est ainsi que JACKSON et LYNN [II. 19] ont utilisé ceux de EINSTEIN (une seule fréquence de vibration) et de NEINST-LINDEMANN (deux fréquences de vibration).

Tous ces modèles peuvent se ramener à celui de la température effective si le couplage est faible ; ainsi que nous le verrons en (II. B. 3), c'est le cas pour tous les résultats expérimentaux présentés dans ce travail. Le seul problème est de définir la température effective.

2° - Vérifications expérimentales

Plusieurs expériences furent effectuées vers 1961 à Saclay [II. 20] [II. 21] et à Argonne [II. 19] [II. 22] pour vérifier la théorie de LAMB. Les échantillons étudiés (Os, W, Au, U) étaient refroidis à 105, à 77 ou à 4 °K.

Les résultats peuvent être classés en trois cas :

a) Le modèle de la température effective est bien vérifié, et elle est déterminée d'après la température de Debye. C'est le cas pour la résonance à 78 eV de l'or ($\theta_D = 170$ °K) jusqu'à 4 °K [II. 20]. C'est aussi le cas pour la résonance à 6,7 eV de l'osmium ($\theta_D = 275$ °K) à 105 °K [II. 19].

b) La résonance peut être décrite par le modèle de la température effective, mais celle-ci ne peut pas être déduite de la température de Debye. C'est le cas de la résonance à 7,6 eV du tungstène à 77 °K [II. 20] probablement parce qu'il ne suit pas la loi de Debye. De plus la condition du couplage faible n'est pas vérifiée puisque $\Gamma = 0,068$ eV, $\Delta \simeq 0,049$ eV et $2k\theta \simeq 0,065$ eV.

C'est aussi le cas de l'oxyde d'uranium à température ambiante : la forme des résonances peut être décrite en prenant une température de Debye $\theta_D = 205$ °K alors que la valeur déduite de la courbe de la chaleur spécifique en fonction de la température est de l'ordre de 500 °K. Il est à remarquer que c'est cette même valeur de θ_D qui permet d'expliquer les déformations observées à 4 °K. Cette valeur de 205° est, de plus, voisine de θ_D pour l'uranium métallique. Une explication possible consiste en la description du réseau de U_3O_8 par deux réseaux indépendants, l'un d'uranium, l'autre d'oxygène [II. 19].

c) Des déformations apparaissent à basse température qui ne peuvent pas être décrites par le modèle de la température effective quelle qu'elle soit. C'est le cas pour la résonance à 6,65 eV de l'uranium 238, sous forme métallique [II. 19] à 4 °K ou sous forme d'oxyde U_3O_8 [II. 19] [II. 21] en dessous de 77 °K. La forme de cette résonance à 4 °K fut décrite par JACKSON et LYNN en utilisant le modèle d'Einstein dans le cas de l'uranium métallique et celui de Neinst-Lindemann pour l'oxyde ; par nous mêmes dans le cas de l'oxyde d'uranium en utilisant une formule établie par C. LE PIPEC et valable pour une température voisine du zéro absolu dans l'hypothèse du modèle de Debye [II. 18] [II. 23].

d) Conclusion. Le modèle de la température effective est généralement satisfaisant. Il faut éviter de refroidir l'échantillon à trop basse température (4 °K), car il peut apparaître des déformations ne pouvant être décrites aisément. Il faut se méfier des températures effectives que l'on peut déduire de la température de Debye dans le cas de composés chimiques. Enfin, certains éléments dont le réseau cristallin ne peut être décrit correctement par le modèle de Debye peuvent poser des problèmes si la condition du couplage faible n'est pas largement satisfaite (résonance à 7,6 eV du W refroidi à 77 °K).

3° - Influence sur la détermination des paramètres des résonances

Il est assez évident que les résonances peuvent être mieux séparées lorsque l'effet Doppler est diminué. La figure II. 4 illustre l'amélioration apportée par le refroidissement de l'échantillon. L'expérience fut réalisée à 77 °K et analysée : la fonction théorique donnant le meilleur accord est dessinée en trait plein. La courbe en pointillé représente ce que serait cette fonction théorique si l'expérience avait été réalisée à température ambiante, toutes choses égales par ailleurs : du fait des fluctuations statistiques, la résonance à 758,2 eV serait à peine décelable, et il serait très difficile de définir son énergie et sa largeur neutronique.

Nous allons étudier comment une incertitude sur la température effective influence l'erreur sur les paramètres des résonances. En particulier, la température effective d'un échantillon refroidi à 77 °K est plus faible mais moins bien connue que celle du même échantillon à température ambiante.

L'influence sera nulle sur la détermination de l'énergie, ainsi que sur les surfaces des résonances pour les mesures de sections efficaces partielles, et faible sur les surfaces pour les mesures de transmission avec échantillons minces [II. 5] . Mais elle sera importante sur la largeur.

a) Calcul de l'erreur relative sur Γ résultant d'une erreur relative sur Δ . Nous ne tiendrons pas compte des termes d'interférence. La section efficace résonnante est donnée par :

$$\sigma_{\Delta}(E) = 4 \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \psi(\beta, x)$$

A une énergie donnée la section efficace $\sigma_{\Delta}(E)$ a une valeur bien définie ; elle est fonction de Γ_n , Γ et Δ . Nous supposons que la valeur de Γ_n est bien définie ; $\sigma_{\Delta}(E)$ ne sera fonction que de Γ et de Δ .

$$\sigma_{\Delta}(E) = \text{cte} \sim \frac{\psi(\beta, x)}{\Gamma}$$

Une erreur sur l'évaluation de Δ entraîne une erreur sur l'évaluation de Γ telle que :

$$\frac{d\Gamma}{\Gamma} = \frac{d\Delta}{\Delta} \frac{\beta \frac{\partial \psi}{\partial \beta}}{\psi + \beta \frac{\partial \psi}{\partial \beta} + x \frac{\partial \psi}{\partial x}} \quad (\text{II. B. 15})$$

La figure II. 5 représente le rapport $(d\Gamma/\Gamma)/(d\Delta/\Delta)$ en fonction de β (porté en abscisse) pour différentes valeurs de X (paramètre de chaque courbe). Ce rapport est négatif sauf au voisinage de $\beta = x$: pour β croissant, il devient infini puis nul et est positif entre ces deux points. Cette singularité s'explique par le fait que, la fonction $\psi(\beta, x)/\Gamma$ étant normalisée à $\pi/2$:

$$\frac{\psi(\beta, x)}{\Gamma} dE = \frac{\pi}{2}$$

il existe toujours une valeur de $\delta E = E - E_0$ pour laquelle la fonction $\psi(\beta, x)/\Gamma$ est indépendante de Γ .

Cette figure montre que, pour $\beta = 2\Delta/\Gamma$ donné, l'erreur dépendra beaucoup de la valeur de $x = \delta E/\Gamma$; mais il apparaît qu'il y a intérêt à avoir x grand (plus précisément : $\frac{\beta}{x}$ petit).

La courbe en pointillé représente $(\delta \Gamma / \Gamma) / (\delta \Delta / \Delta)$ évalué à mi-hauteur - c'est à dire pour $\sigma_{\Delta}(E) = \frac{1}{2} (\sigma_{o\Delta} - \sigma_{o\Delta})$ étant la valeur de la section efficace au pic de la résonance élargie par effet Doppler [II.2]. L'allure est nettement différente des autres courbes : la méthode de la largeur à mi-hauteur ne suppose pas la normalisation de l'aire. La section efficace au pic est bien définie, et vaut :

$$\sigma_o = \sigma_o \psi(\beta, o) = \text{cte} \sim \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \psi(\beta, o)$$

A la largeur à mi-hauteur correspond une valeur de x à mi hauteur - soit $x_{1/2}$ - telle que

$$\psi(\beta, x_{1/2}) = \frac{1}{2} \psi(\beta, o)$$

d'où une relation entre $d\Gamma$ et $d\beta$; mais cette relation n'implique pas la constance de Γ_n qui variera comme $\Gamma / \psi(\beta, o)^*$.

L'étude des ailes des résonances implique une bonne définition de celles-ci ; il est nécessaire d'avoir une très bonne statistique pour les expériences de section efficace partielle, ce qui est difficile, ou une grande épaisseur en transmission, c'est à dire :

$$n \sigma_o \gtrsim 7$$

b) Calcul de l'erreur sur Γ avec un échantillon épais en transmission. Nous allons évaluer cette erreur selon que Γ est déterminé d'après les ailes de la résonance ou par la méthode des aires.

α - L'analyse des expériences de transmission par la méthode des aires montre que, pour $n \sigma_o \gg 1$, la surface d'une résonance est égale à :

$$\sqrt{\pi n \sigma_o} \Gamma \left(1 + \frac{3}{8} \frac{\beta^2}{n \sigma_o} \right)$$

et est d'autant plus indépendante de l'effet Doppler que $\frac{\beta^2}{n \sigma_o}$ est petit. A partir de cette dernière expression nous avons évalué l'erreur sur Γ résultant d'une erreur sur β , donc sur Δ . Nous trouvons :

$$\frac{d\Gamma}{\Gamma} = - \frac{\frac{3}{4} \frac{\beta^2}{n \sigma_o}}{1 - \frac{3}{8} \frac{\beta^2}{n \sigma_o}} \frac{d\Delta}{\Delta} \quad (\text{II.B.16})$$

β - Lorsque $X^2 / \beta^2 \gg 1$, la fonction ψ peut s'écrire :

$$\psi(\beta, x) = \frac{1}{1 + x^2} \left(1 + \frac{3x^2 - 1}{(1 + x^2)^2} \frac{\beta^2}{2} + \dots \right)$$

* Tous ces raisonnements sont applicables aux sections efficaces partielles à condition de remplacer Γ_n par $(\Gamma_n \Gamma_\alpha / \Gamma) \sim \text{aire} = \text{constante}$.

Il est aisé d'en calculer les dérivées ; l'expression (II.B.15) devient :

$$\frac{d\Gamma}{\Gamma} = - \frac{3 \frac{\beta^2}{x^2}}{1 + \frac{3}{2} \frac{\beta^2}{x^2} - \frac{2}{x^2}} \frac{d\Delta}{\Delta} \sim - \frac{3 \frac{\beta^2}{x^2}}{1 + \frac{3}{2} \frac{\beta^2}{x^2}} \frac{d\Delta}{\Delta} \quad (\text{II.B.17})$$

Les expressions (II.B.16) et (II.B.17) sont très semblables pour $x^2 = 4 n \sigma_0$ - c'est à dire lorsque

$$T = \exp(-n\sigma) = \exp(-n\sigma_0 \psi(\beta, x)) \simeq \exp(-1/4) = 0,78$$

valeur plausible pour obtenir une bonne évaluation de Γ . Elles diffèrent par les approximations de calcul et, surtout, parce que la formule (II.B.16) est le résultat d'une intégrale sur toutes les valeurs de x . Comme $\beta^2 / n \sigma_0$ est supposé faible, nous utiliserons l'expression :

$$\frac{\delta \Gamma}{\Gamma} = - \frac{3}{4} \frac{\beta^2}{n \sigma_0} \frac{\delta \Delta}{\Delta} \quad (\text{II.B.18})$$

qui peut s'écrire, puisque $\beta = \frac{2\Delta}{\Gamma}$: $\delta \Gamma = - \frac{3}{n \sigma_0} \frac{\Delta}{\Gamma} \delta \Delta$

soit puisque $\Delta = 2 \sqrt{\frac{m E k T_e}{M}}$

$$\delta \Delta = \sqrt{\frac{m E k}{M}} \frac{\delta T_e}{\sqrt{T_e}}$$

donc : $\delta \Gamma = - \frac{6}{n \sigma_0 \Gamma} \frac{m E k}{M} \delta T_e$

L'erreur sur Γ dépend de l'erreur sur T_e , mais est indépendante de la valeur de T_e . Ce résultat peut paraître paradoxal car il signifie qu'il n'est pas intéressant de réduire la température, et donc l'agitation thermique, si il en résulte une augmentation de l'erreur sur la température effective. D'après cette formule, l'erreur serait très faible : pour $A = 103$, à 1 000 eV, pour $g \Gamma_n^0 = 1,3 \text{ meV}$ ($= \langle g \Gamma_n^0 \rangle$ du rhodium 103) et $n = 0,24$ atomes/barn, l'erreur sur Γ est de 1 meV si elle est de 4° sur T_{effectif} .

Mais il ne faut pas oublier les hypothèses, explicites ou implicites des calculs :

- ils ne s'appliquent que pour une grande résonance. En particulier, l'expression de l'aire n'est correcte que si $n \sigma_0 \gtrsim 70$ et $n \sigma_0 \gtrsim 10 \beta^2$ (voir Annexe II) ; cette seconde condition n'est pas respectée dans l'exemple donné ci-dessus ($n \sigma_0 = 135$, $\beta = 11$).

- ils supposent que la résonance est isolée ; si une petite résonance est dans le flanc d'une grande, une diminution de la température pourra permettre de les séparer et donc de les mieux étudier (figure II.4).

- ils supposent que la section efficace est correctement décrite par le formalisme utilisé ; et, en particulier, que les interférences sont connues et correctement traitées.

De plus les erreurs expérimentales ou résultant de l'analyse ne sont pas considérées dans ces calculs. Elles apportent une erreur minimum de l'ordre de 3 % si on admet que les

aires sont déterminées à 1 % près - ce qui est souvent très optimiste.

Cette formule a l'avantage de montrer l'importance de la détermination précise de la température effective et le rôle de l'énergie : $\langle n \sigma_0 \rangle$ variant comme $E^{-1/2}$ pour les ondes "s", $\delta \Gamma$ variera comme $E^{3/2}$.

c) Conclusion. Ces calculs montrent que l'erreur sur Γ résultant d'une erreur sur l'effet Doppler varie comme $E / (n g \Gamma_n) = E^{3/2} / (n g \Gamma_n^0)$; il apparaît qu'il est souhaitable d'utiliser des échantillons épais pour déterminer Γ avec précision, mais que, malgré tout, la précision diminuera rapidement avec l'énergie.

4° - Vérification de l'hypothèse du couplage faible pour les noyaux étudiés

Celle-ci est satisfaite si : $\Gamma + \Delta \gg 2 k \theta$

a) Rhodium 103. $\theta = 480^\circ$. [II. 24]. A température ambiante ($T = 293^\circ \text{K}$) $\theta/T = 1,19$ d'où $T_{\text{eff}} / T = 1,130$, donc $T_{\text{eff}} \sim 331^\circ \text{K}$ et $\Delta = 0,0333 \sqrt{E}$. Par ailleurs, pour le Rh : $\Gamma \geq \Gamma_\gamma \sim 0,16 \text{ eV}$. Il faut donc comparer :

$$\Gamma + \Delta = 0,16 + 0,0333 \sqrt{E} \text{ eV}$$

$$\text{à } 2 k \theta = 0,082 \text{ eV}$$

La première résonance étudiée étant à 34 eV, nous aurons toujours :

$$\Gamma + \Delta > 0,16 + 0,20 = 0,36 \gg 2 k \theta = 0,082 \text{ eV}$$

Lors de l'expérience à basse température ($T = 77^\circ \text{K}$) nous n'étudierons que les résonances au delà de 600 eV et la condition de couplage faible est toujours vérifiée.

Il faut noter que la résonance à 1,3 eV fut étudiée par LANDON de 120 à 850 °K mais seulement analysée par la méthode du minimum de transmission.

La valeur de 480° adoptée pour la température de Debye, est très supérieure aux valeurs précédemment admises - de l'ordre de 350° [II. 25]. Certains auteurs donnent des valeurs encore un peu plus élevées, telles que 512 °K [II. 26].

b) Thorium. La température de Debye est de l'ordre de 165 °K. Pour une température d'échantillon égale à 77 °K : $\frac{\theta}{T} = 2,14$ d'où $T_{\text{eff}} / T = 1,22$ donc $T_{\text{eff}} = 94^\circ \text{K}$ et $\Delta = 0,0118 \sqrt{E}$. Pour le Th : $\Gamma \geq \Gamma_\gamma = 0,024 \text{ eV}$. il faut comparer :

$$\Gamma + \Delta = 0,024 + 0,0118 \sqrt{E} \text{ eV}$$

$$\text{à } 2 k \theta = 0,0286 \text{ eV}$$

Pour les résonances au-dessus de 21 eV : (premier niveau "s") : $\Gamma + \Delta \geq 0,024 + 0,054 = 0,078 \gg 2 k \theta = 0,029 \text{ eV}$.

La condition de couplage faible sera tout juste vérifiée pour la résonance à 21 eV, mais elle sera largement au-delà. La résonance "p" à 8 eV peut poser un problème ; dans ce cas, en effet il n'y a qu'un rapport 2 entre $\Gamma + \Delta$ et $2 k \theta$:

$$\Gamma + \Delta = 0,024 + 0,033 = 0,057 \text{ eV}$$

$$2 k \theta = 0,029 \text{ eV}$$

Mais cette résonance est très petite et il n'a pas été possible de mettre une déformation en évidence.

c) Gadolinium et Xénon. D'une part nous n'avons pas trouvé de valeurs de θ pour Gd^{2+} ou Gd^{3+} ni pour Xe F^{2+} ; d'autre part l'exemple de $\text{U}_3 \text{O}_8$ conduit à se demander dans quelle mesure une telle température caractériserait bien l'agitation thermique du Gd ou du Xe.

Nous savons que la température de Debye du Gadolinium métal est assez faible : 154° [II, 27]. En l'absence d'autres informations, nous supposons que celle du Gd de Gd_2O_3 et du Xe de XeF_2 est comprise entre

$$150^\circ (2 k \theta = 0,027 \text{ eV}) \text{ et } 400^\circ (2 k \theta = 0,070 \text{ eV})$$

- Gadolinium. Nous avons $\Gamma \sim \Gamma_\gamma \sim 0,10 \text{ eV}$ et, à température ambiante $\Delta = 0,026 \sqrt{E}$.
Donc à 4 eV

$$\Delta + \Gamma = 0,10 + 0,05 = 0,15 \text{ eV}$$

La condition du couplage faible sera vérifiée si $2 k \theta = 0,027 \text{ eV}$, ne le sera pas si $2 k \theta = 0,070 \text{ eV}$.

Il ne nous a pas été possible de mettre une éventuelle déformation en évidence par l'étude des premières résonances du Gd par suite des mauvaises conditions expérimentales (fort bruit de fond, voir V).

- Xénon. Nous avons $\Gamma \geq \Gamma_\gamma \sim 0,13 \text{ eV}$ et à température ambiante, $\Delta = 0,028 \sqrt{E}$, donc à 10 eV

$$\Delta + \Gamma = 0,13 + 0,09 = 0,22 \text{ eV}$$

La condition de couplage faible sera toujours largement vérifiée si $2 k \theta = 0,027 \text{ eV}$, le sera à peine pour les résonances à 9 et 14 eV si $2 k \theta = 0,070 \text{ eV}$. Aucun effet pouvant être dû à une déformation n'a été constaté lors de l'analyse de ces deux niveaux.

Ces deux composés ne furent étudiés qu'à température ambiante : les conséquences sur Te de l'ignorance de la température de Debye seront plus faibles.

C - RESOLUTION ET TAUX DE COMPTAGE

1° - Généralités

Plusieurs facteurs interviennent dans la résolution expérimentale. Ils peuvent être classés en :

- incertitudes constantes sur le temps : dues aux largeurs de l'impulsion de neutrons, des canaux du codeur de temps, etc... ; toutes les fluctuations de temps d'origine électronique entrent dans cette catégorie. Elles affectent la résolution en énergie suivant une loi en $E^{3/2}$.

$$\epsilon_E = \frac{1}{36,15} \frac{\epsilon_t}{L} E^{3/2} \quad (\text{II, C, 1})$$

E en eV, ϵ_t en μs et L en mètres. La résolution à une énergie E est entièrement définie par ϵ_t/L : d'où l'habitude de caractériser la résolution par ϵ_t/L exprimé en microsecondes (ou en nanosecondes) par mètre. Ce n'est plus, actuellement, le facteur limitatif : le ralentissement des neutrons provoque une fluctuation du temps de vol réel qui ne peut être considérablement réduite. Ainsi qu'on le verra en B.6, il y a intérêt - à résolution égale - à diminuer les longueurs de vol et les largeurs électroniques.

- incertitudes sur la longueur de vol réelle dues à l'inclinaison de la base de vol par rapport à la normale à la face de sortie des neutrons du modérateur, à la géométrie du détecteur (voir IV.B). Elles affectent la résolution en énergie suivant une loi en E :

$$\epsilon_E = 2 \frac{\epsilon_L}{L} E \quad (\text{II, C, 2})$$

- dispersion des temps de ralentissement par le modérateur, affectant également la résolution suivant une loi en E. Cet effet, très important, est traité en II.3. b.

- diffusions multiples dans la chambre des cibles et dans la cible elle-même. Ce phénomène est difficile à analyser ; les neutrons rétrodiffusés par les murs de la chambre des cibles, puis ralentis et réémis par le ralentisseur peuvent être considérés soit comme un des facteurs affectant la fonction de résolution, soit comme un bruit de fond.

- diffusions multiples et réactions parasites autour du détecteur. Ce phénomène peut également être considéré comme un bruit de fond. Il est souvent sous-estimé : ce n'est que récemment que nous avons pu mettre en évidence la sensibilité de détecteurs de fissions à des réactions parasites.

2° - Dispersion des temps de ralentissement

C'est le facteur expérimental le plus astreignant. C'est pourquoi nous l'avons particulièrement étudié [II. 1] [II. 28] à [II. 30].

a) La solution exacte de l'équation de Boltzmann dans le cas d'un milieu infini d'hydrogène, en supposant que le libre parcours moyen de diffusion est constant, fut établie en 1947 par GROENEVOLD et GROENDIJK [II. 31] et par MARSHAK [II. 32].

La loi donnant la distribution en temps des neutrons ralentis d'une énergie initiale E_0 à une énergie finale E est :

$$n_t dt = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{t}{\tau} \right)^2 \left(1 - \sqrt{\frac{E}{E_0}} \right) + 2 \left(\frac{t}{\tau} \right) \sqrt{\frac{E}{E_0}} \right\} e^{-\frac{t}{\tau}} d \left(\frac{t}{\tau} \right) \quad (\text{II. C. 3})$$

τ étant le temps du libre parcours moyen à l'énergie E ($\tau = \frac{\lambda}{v}$). Cette loi se simplifie pour $E \ll E_0$:

$$n_t dt = \frac{1}{2} \left(\frac{t}{\tau} \right)^2 e^{-\frac{t}{\tau}} d \left(\frac{t}{\tau} \right) \quad (\text{II. C. 4})$$

La distribution des temps de ralentissement est alors indépendante de E_0 .

La distribution définie par l'équation (II. C. 4) est caractérisée par un temps moyen $\bar{t} = 3 \tau$ et un écart quadratique moyen $\epsilon_t^2 = 3 \tau^2$. Elle peut être remplacée par la distribution rectangulaire de largeur 6τ qui a les mêmes valeurs de $\bar{t}$ et ϵ_t^2 [II. 33]. Cette loi est utilisée en première approximation pour évaluer la distribution en temps des neutrons sortant du modérateur à l'énergie E, en supposant que λ est le libre parcours moyen entre deux chocs sur l'hydrogène, la contribution des autres éléments au ralentissement étant faible. Elle permet de préciser deux caractéristiques :

1 - la section efficace de l'hydrogène étant constante en dessous de 40 keV, τ est proportionnel à $1/v = 1/\sqrt{E}$.

2 - il faut, pour réduire τ (et donc $\bar{t}$ et ϵ_t), utiliser des corps ayant de petits λ_{dH} - c'est à dire de fortes densités en hydrogène. Le tableau II. 2 représente les caractéristiques de quelques milieux.

b) En fait, ce cas (milieu infini d'hydrogène pur) est très différent du cas réel : une plaque mince d'un composé hydrogéné. Un raisonnement qualitatif conduit à penser que la dispersion réelle des temps doit être plus faible que dans le cas d'un milieu infini.

TABLEAU II. 2

Elément ou composé	Caractéristiques nom commercial	Poids spécifique g/cm ³	Teneur en H g/cm ³	Teneur en H 10 ²⁴ at/cm ³
H ²	liquide, 21 °K	0,070	0,070	0,042
H ² O	liquide	1	0,111	0,0669
(CH ₂) _n	polyéthylène	0,917	0,131	0,079
C ¹⁶ H ¹¹ ON	nylon CP	1,13	0,110	0,0663
C _n H _{2n+2}	paraffine	0,875 à 0,900	0,125 à 0,129	0,0753 à 0,0777
Ti H ²	hydrure de titane	3,9	0,156	0,094

On pourrait également conclure qu'il y a intérêt à empoisonner le milieu, c'est à dire à y inclure un absorbant de neutrons ayant une loi en $1/v$. Les neutrons séjournant le plus longtemps dans le milieu ayant une probabilité plus grande d'être absorbés, il semblerait possible d'obtenir ainsi une diminution du temps moyen et de l'écart type.

Différentes études ont été consacrées à ces sujets [II.28] à [II.30] utilisant un programme de Monte-Carlo ; celui-ci suppose que le ralentisseur est une plaque mince de dimensions latérales infinies isolée dans l'espace, c'est à dire qu'il n'y a pas de réflexions de neutrons. Les principales conclusions sont :

- Il n'y a pratiquement jamais intérêt à empoisonner le milieu modérateur : il en résulterait bien une diminution de la dispersion des temps, mais la diminution du nombre de neutrons utiles est telle que le facteur de qualité $\mathcal{N}/\epsilon^2$ [II.28] à [II.30] diminue.* Nous n'avons constaté une amélioration du facteur de qualité, pour des neutrons de quelques eV, que si l'empoisonnement est réalisé par un écran à l'intérieur du ralentisseur. Mais le gain étant faible, cette méthode d'empoisonnement n'a jamais été utilisée.

- L'énergie et l'angle d'entrée des neutrons incidents influent peu sur les répartitions spatiales et en temps des neutrons sortant : cela est normal et correspond, pour la dispersion en temps, à l'hypothèse $E_0 \gg E$.

Les courbes en traits pleins sur les figures II.6 à II.8 représentent respectivement $\epsilon_t \sqrt{E}$, $\bar{t} \sqrt{E}$ et $E \mathcal{N}$ en fonction de l'énergie pour des ralentisseurs de polyéthylène d'épaisseurs égales à 2 cm (courbe 1) et à 3 cm (courbe 2). Les courbes en pointillé de la figure II.8 représentent le facteur de qualité $\mathcal{N}/\epsilon_t^2$.

c) La figure II.3 représente l'arrangement réellement utilisé ; le bore 10 et le carbure de bore doivent réaliser un découplage entre les ralentisseurs. Ce découplage n'est pas efficace pour les neutrons de grande énergie, et il en résulte des phénomènes parasites : rétrodiffusion des neutrons d'un ralentisseur sur l'autre, nouvelles fissions dans l'uranium de la cible, etc... Il faudrait de plus tenir compte du rôle de l'eau autour de la cible d'uranium.

Nous avons écrit un programme de Monte Carlo permettant de tenir compte d'une géométrie simplifiée : un milieu diffusant et surtout absorbant (B^4C) entre deux ralentisseurs de même épaisseur non absorbant (polyéthylène). Ce programme suppose que les dimensions latérales sont infinies et utilise la symétrie imposée dans les données.

Les courbes en pointillé des figures II.6 et II.7 représentent respectivement $\epsilon_t \sqrt{E}$ et $\bar{t} \sqrt{E}$ pour une épaisseur de 6 cm de B^4C de densité 1,15 et les mêmes épaisseurs de polyéthylène que précédemment : 2 cm (courbe 1) et 3 cm (courbe 2). L'épaisseur de B^4C est telle que $n \sigma_d = 1,72$ et $n \sigma_a = 35/\sqrt{E}$. La figure II.9 représente $E \mathcal{N}$ (courbes en traits pleins) et le facteur de qualité $\mathcal{N}/\epsilon_t^2$ (courbes en pointillé).

Nous constatons une augmentation notable de $\epsilon_t \sqrt{E}$ et de $\bar{t} \sqrt{E}$ au-delà de 300 eV. En deçà, les valeurs sont assez voisines de celles obtenues dans le cas du ralentisseur unique : ceci est dû au fait que le temps de parcours dépend essentiellement des derniers chocs, lesquels n'ont alors lieu que dans un seul des deux ralentisseurs puisque le découplage est relativement efficace en-dessous de quelques keV.

* $\mathcal{N}$ est le nombre de neutrons sortant du modérateur par unité d'énergie et d'angle solide :

$$\mathcal{N} = \frac{d^3 n}{d \Omega dE}$$

Si la résolution peut être correctement évaluée en dessous de 200 eV en prenant $\epsilon_t \sqrt{E} = \text{cte}$, il n'en est plus de même au-delà ; il faudrait pour l'évaluer correctement, écrire un programme permettant de reproduire la géométrie exacte de la cible.

Il faut également remarquer la différence de comportement du facteur de qualité en fonction de l'épaisseur suivant que l'on considère un ralentisseur isolé (courbes en pointillé de la figure II. 8) ou un ensemble de deux ralentisseurs découplés par du carbure de bore (courbes en pointillé de la figure II. 9) : une épaisseur de 3 cm est meilleure jusqu'à 160 keV dans le premier cas ; une épaisseur de 2 cm est toujours meilleure dans le second.

d) Une expérience de transmission sur le sodium nous a permis de vérifier la résolution. Cette expérience fut entreprise afin d'essayer d'étudier des très petites résonances détectées par activation par C. LE RIGOLEUR au C.E.N. de Cadarache [II. 34] [II. 35] et plus récemment à R. P. I. aux Etats-Unis [II. 36].

Elle fut réalisée en transmission avec un échantillon très épais de Na ($n = 0,46 \text{ at/b}$), la longueur de vol étant de 103 m et l'accélérateur donnant des impulsions de 23 ns de largeur à mi-hauteur ; la largeur des canaux en temps était de 10 ns. La largeur naturelle de ces résonances est très petite : de l'ordre de 5 eV pour celle à 35 700 eV, et de l'ordre de 10 eV pour celle à 120 700 eV. Les largeurs Doppler sont également faibles, respectivement 12,6 et 23 eV, à comparer avec les largeurs en énergie des canaux de 10 ns : 20 eV à 35 keV et 120 eV à 120 keV.

Or chacune de ces résonances a une largeur de plusieurs canaux : celle-ci est pratiquement entièrement due à la résolution expérimentale, et principalement à la dispersion des temps d'émission des neutrons. Nous avons pu ainsi évaluer ces dispersions.

Nous avons étudié la résonance à 35 keV en déterminant Δ , la largeur Doppler, par analyse de forme avec le programme de moindres carrés (voir II. D). Le résultat est représenté par la figure II. 10. L'écart type ϵ caractérisant la fonction de résolution à 35 KeV vaut environ 20,9 eV - soit, en temps, 11,8 ns d'où en déduisant de la variance égale à 140 ns^2 les contributions connues (largeur de l'impulsion d'électrons, largeur du canal du sélecteur de temps de vol, diverses fluctuations de temps de réponse) un reliquat de 57 ns^2 - correspondant essentiellement au temps de ralentissement et à la résolution propre du détecteur. Nous en avons déduit $\epsilon_t \sqrt{E} = 1,4 \text{ } \mu\text{s eV}^{1/2}$, valeur portée sur la figure II. 6 : elle est en très bon accord avec le résultat de l'approximation décrite en C.

Un calcul semblable pratiqué à 120 keV donne une valeur de $\epsilon_t \sqrt{E}$ égale à environ $3 \text{ } \mu\text{s eV}^{1/2}$, nettement supérieure à la valeur calculée :

$$\epsilon_t \sqrt{E} = 1,4 \text{ } \mu\text{s eV}^{1/2}$$

Outre l'erreur très grande sur ces valeurs (déterminées par différence), plusieurs facteurs peuvent expliquer le désaccord à 120 keV :

- Le programme de Monte Carlo schématise les sections efficaces : elles sont supposées constantes pour la diffusion, sauf pour l'hydrogène dont la section efficace constante jusqu'à 35 keV est supposée variée en $1/\sqrt{E}$ au delà ; elles sont également supposées varier en $1/\sqrt{E}$ pour l'absorption.

- Les calculs furent effectués avec un seul groupe de neutrons entrants ayant une énergie de 2 MeV.

- Enfin, et surtout, le détecteur utilisé devient mauvais aux hautes énergies. Il est probable qu'il contribue fortement à augmenter la variance de la fonction de résolution au-delà

de 90 KeV environ.

e)- Conclusion - La dispersion des temps de ralentissement est actuellement le principal facteur limitant la résolution expérimentale pour les expériences à bonne résolution (c'est à dire, pratiquement, autres que la diffusion). Les courbes en pointillé de la figure II.6, résultant d'un modèle simple de l'ensemble cible ralentisseur, en donne une bonne évaluation jusqu'à quelques dizaines de keV.

Ainsi que nous allons le voir, les conditions expérimentales doivent être déterminées d'après cette dispersion des temps de ralentissement.

3° - Taux de comptage

Tant que la largeur θ de l'impulsion d'électrons n'est pas très petite, c'est à dire tant que θ est supérieure à environ 10^{-7} secondes, le nombre de neutrons produits dépend de la durée de cette impulsion. Nous admettrons qu'elle est alors proportionnelle à θ (ce qui, en toute rigueur, n'est vrai que pour $\theta > 0,25 \mu s$) :

$$\mathcal{N} \sim \theta$$

Le nombre de neutrons d'une certaine énergie dépend également du ralentisseur. Le taux de comptage à une énergie donnée est proportionnel à la largeur du canal sélecteur τ et inversement proportionnel à L^4 (à basse énergie) ou L^3 aux grandes énergies :

- facteur $\frac{1}{L^2}$ dû à l'angle solide.

- facteur $\frac{1}{L}$ dû à l'étalement des neutrons dans le temps.

- facteur $\frac{1}{L}$ dû à la diminution de la fréquence de répétition. Ce dernier facteur ne joue que tant que F peut être augmenté pour L décroissant, c'est à dire à basse énergie. Actuellement, $F \leq 1\,000$ c/s et ce facteur doit être introduit lorsque l'on veut travailler à une énergie $E < L^2/20$. (E en eV, L en m), en admettant que E doit être supérieur à 10 fois l'énergie de coupure.

Nous avons donc : $\mathcal{N} \sim \frac{\tau}{L^4}$ ou $\frac{\tau}{L^3}$

4° - Choix des conditions de fonctionnement

Elles doivent permettre d'avoir le taux de comptage maximum pour une résolution donnée ; le choix des conditions de fonctionnement dépend de la géométrie, du détecteur (de son temps de réponse surtout), du ralentisseur.

a) Cas d'une expérience à bonne résolution intrinsèque. Nous appellerons ainsi une expérience ayant un détecteur rapide permettant une bonne définition de la longueur de vol et effectuée sur une base à peu près perpendiculaire au modérateur.

La distribution des temps de ralentissement étant en première approximation équivalente à une distribution rectangulaire de largeur $\frac{1\,800\text{ ns}}{\sqrt{E}}$, puisque les largeurs minimum de l'impulsion de neutrons et des canaux des sélecteurs de temps de vol sont au moins égales à 10 ns, nous considérerons deux cas :

- En dessous de 30 keV, c'est à dire pour $T > 1\,800 / \sqrt{30\,000} = 10$ ns, la résolution est limitée par le ralentisseur.

L'écart quadratique moyen de la fonction de résolution résultante sera :

$$\epsilon_t = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{T^2 + \theta^2 + \tau^2}{12}}$$

et le taux de comptage :
$$N \sim \frac{\tau \theta^x}{L^\alpha}$$

α étant égal à 3 si la fréquence de répétition de l'accélérateur est fixe (et égale à son maximum), à 4 si elle peut varier. Le coefficient x , inférieur à 1, permettant de tenir compte du fait que N n'est pas proportionnel à θ , surtout pour les impulsions courtes ; x est une fonction lentement variable de θ : nous négligerons cette variation. Dans la plupart des cas usuels nous pouvons actuellement disposer d'un grand nombre de canaux en temps de faible largeur ; il y a intérêt à prendre $\tau < \theta$ - plus précisément égal à une fraction k de θ :

$$\tau = k\theta$$

La résolution s'écrit alors :

$$\epsilon = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{\tau^2 + \theta^2 (1 + k^2)}{12}}$$

Pour une résolution quelconque donnée, le taux de comptage peut s'exprimer en fonction de ϵ , L et T :

$$N \sim \frac{k \theta^{x+1}}{L^\alpha} = \frac{k}{L^\alpha} \left(\frac{12 \epsilon^2 L^2 - T^2}{1 + k^2} \right)^{\frac{x+1}{2}}$$

Dans cette expression, le seul paramètre non déterminé est L ; N sera maximum pour $\frac{dN}{dL} = 0$, soit :

$$L = \frac{T}{\epsilon} \sqrt{\frac{\alpha}{12 (\alpha - x - 1)}}$$

correspondant à une largeur θ , indépendante de L , égale à :

$$\theta = T \sqrt{\frac{1 + x}{(1 + k^2) (\alpha - x - 1)}}$$

- Au dessus de 30 keV, le temps de ralentissement n'est plus le facteur limitatif. Nous sommes actuellement limités :

- par les largeurs minimum possibles pour l'impulsion de neutrons et les canaux en temps de vol,

- par les détecteurs, notamment par les erreurs dues à la géométrie.

Mais, ainsi que nous l'avons vu, il n'est plus souhaitable d'utiliser un ralentisseur au delà d'environ 100 keV.

b) Autres cas. Chaque cas doit être étudié en particulier ; nous ne le ferons pas ici.

Le choix de la largeur de l'impulsion de neutrons ne dépend jamais de la résolution que l'on veut obtenir*, mais uniquement des données expérimentales (énergie, géométrie du détecteur, etc..)

* Des considérations pratiques infirment cette indépendance dans certains cas ; si, par exemple, l'on veut travailler à basse énergie avec une résolution médiocre, et donc une longueur de vol très courte, il se peut que l'utilisation d'une telle longueur soit matériellement impossible ; on pourra que prendre L aussi faible que possible, et il faudra augmenter les largeurs en conséquence.

c) Conclusion. Pour les expériences à bonne résolution intrinsèque (c'est à dire ayant un détecteur rapide permettant une bonne définition de la longueur de vol et effectuées sur une base à peu près perpendiculaire au modérateur), la largeur optimum de l'impulsion de neutrons dépend uniquement de l'énergie. Pour les expériences à résolution intrinsèque médiocre ou mauvaise, la largeur optimum dépend des différents facteurs expérimentaux, mais non de la résolution expérimentale désirée.

Ces conclusions supposent l'absence d'astreintes expérimentales ; par exemple que la longueur de vol puisse être choisie quelconque, alors que pour des raisons pratiques les longueurs très petites (≤ 5 m) ou très grandes sont exclues.

D - ANALYSE DES RESULTATS

Celle-ci nécessite l'utilisation de calculateurs électroniques par suite :

- soit du grand nombre de données mises en jeu,
- soit de la complexité des calculs.

1° - Dépouillements préliminaires

Ce sont les calculs simples mettant en oeuvre un grand nombre de données expérimentales (couramment plusieurs centaines de mille) et ayant pour but :

- d'additionner les résultats de plusieurs expériences,
- de corriger des effets expérimentaux ;
 - . correction de temps mort
 - . évaluation et soustraction de bruit de fond
 - . normalisation
- de réduire les effets de fluctuations statistiques (lissages de spectres)
- éventuellement, de corriger certaines fautes de l'appareillage (points aberrants).

Le résultat de ces dépouillements est une transmission ou une section efficace que nous qualifions "normalisée" et qui est en principe corrigée de tout défaut et de tout effet expérimental, à l'exception de la résolution et, bien sûr, de l'effet Doppler.

2° - Analyse des résonances

Il existe un grand nombre de méthodes d'analyse intermédiaires entre deux principes de base très différents :

a) Celui des aires totales. Il est basé sur le fait que l'aire d'une résonance est indépendante de la résolution expérimentale. Cette méthode se prête très bien aux résonances isolées, et ne nécessite pas de gros moyens de calculs. Ce fut la première utilisée.

L'aire d'une résonance étudiée en section efficace partielle vaut :

$$A_i = \frac{\pi}{2} \sigma_0 \Gamma_i = 2 \pi^2 \kappa^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma_i}{\Gamma} \quad (\text{II. D. 1})$$

Γ_i étant la largeur partielle pour la réaction étudiée.

L'expression de l'aire en transmission est plus compliquée ; elle est simple dans quelques cas :

α - Si $n \sigma_0$ est petit ($n \sigma_0 \leq 0,5$) :

$$A = n \frac{\pi}{2} \sigma_0 \Gamma = n 2 \pi^2 \kappa^2 g \Gamma \quad (\text{II. D. 2})$$

β - Si $n \sigma_0$ est grand, en négligeant l'interférence potentielle, on obtient (voir Appendice 1) :

$$A = \sqrt{\pi n \sigma_0} \Gamma \left(1 + \frac{3}{8} \frac{\beta^2}{n \sigma_0} \right) \quad (\text{II.D.3})$$

$$= 2 \pi \sqrt{n g \Gamma_n} \Gamma \left(1 + \frac{3}{8} \frac{\beta^2}{n \sigma_0} \right)$$

γ - Si $n \sigma_0$ est grand, en tenant compte de l'interférence potentielle, mais en négligeant l'effet Doppler [II.37] :

$$A = \sqrt{\pi n \sigma_0} \Gamma \left(1 - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{[n \sigma_0 (k R)^2]^m}{(2m-1)m!} \right) \quad (\text{II.D.4})$$

L'expression (II.D.2) permet de déterminer $g \Gamma_n$; l'utilisation simultanée des expressions (II.D.2) et (II.D.3) ou (II.D.4) donne Γ , et, ensuite, l'expression (ou les expressions) (II.D.1) donne Γ_i (ou donnent les valeurs des différents Γ_i).

Tout ceci est indépendant de la résolution : c'est le principe de l'analyse des résonances par la méthode des aires. Il faut néanmoins observer que l'expression (II.D.3) ne tient pas compte de l'interférence potentielle ni, a fortiori, des interférences entre résonances et qu'il n'est souvent pas possible de négliger l'effet Doppler (sauf lorsque $\bar{D}$ et donc $\bar{\Gamma}_n$ sont grands).

b) Celle de l'analyse de forme. Elle consiste à chercher à décrire au mieux la courbe expérimentale par une courbe théorique tenant compte de tous les effets (interférences, effet Doppler, résolution expérimentale). Elle nécessite de gros moyens de calculs, mais permet l'analyse de résonances enchevêtrées et donne, si la résolution est bonne, plus de renseignements que la méthode des aires. Elle donne toujours au moins autant de renseignements que la méthode des aires ; en particulier l'analyse de forme par moindres carrés implique l'égalité des aires théoriques et expérimentales (à condition de bien choisir les paramètres variables).

Les autres méthodes sont, soit des utilisations particulières de l'analyse de forme (cas de la méthode du minimum de transmission) soit des intermédiaires entre la méthode des aires totales et des analyses de formes simplifiées : c'est le cas des différentes méthodes d'analyse des aires partielles.

3° - Programme d'analyse de forme

Pouvant utiliser, à Saclay, un ordinateur IBM 7090 dès 1961, nous avons choisi de déterminer les paramètres des résonances par analyse de forme des résultats expérimentaux en utilisant une méthode de moindres carrés.

a) Caractéristiques. Une première version de ce programme fut écrite en 1961 [II.38] la version actuelle en 1963 [II.39]. Il est décrit par ailleurs [II.11]. La formulation de la section efficace est celle donnée en ICC.2 (formule de Bethe) ; elle ne tient compte que d'ondes "s".

L'effet Doppler est introduit par l'intermédiaire des fonctions $\psi(\beta, x)$ (convolution de l'effet Doppler par $(1/1+x^2)$ voir II.B.1) et $\phi(\beta, x)$ (convolution par $(x/1+x^2)$ - voir II.B.1) Son effet sur le terme d'interférence entre résonances est négligé. La résolution expérimentale est définie par 61 points ou moins ; elle peut être soit calculée (elle est alors supposée gaussienne), soit définie point par point.

Plusieurs séries (jusqu'à 6) de résultats peuvent être traitées simultanément - correspondant par exemple à différentes transmissions pouvant correspondre à des résolutions et des épaisseurs d'échantillons différentes. Il est prévu des termes correctifs pour chaque série (bruit de fond, normalisation, décalage en énergie). Le nombre de points maximum est de 1 600 ; l'analyse peut porter sur 50 paramètres.

Le temps de calcul varie beaucoup selon le nombre de points, le nombre de résonances, la valeur du "pas de calcul" ; pour une zone de 500 points, il est possible, en tenant compte de 30 résonances, d'ajuster les paramètres de 10 d'entre elles en moins de 10 minutes avec une IBM 7 094 à condition, toutefois, que les valeurs de départ soient déjà assez bonnes.

b) Cas des résonances "p". Ce programme de moindres carrés ne permet de traiter que des résonances "s", c'est à dire avec interférence potentielle. Or il peut être souhaitable d'analyser une résonance en supposant successivement qu'elle est "s" puis "p" afin de déterminer dans quel cas le résultat est le meilleur et donc quel est le moment orbital probable. Ceci est rendu possible par l'utilisation de l'un ou l'autre des deux artifices suivants :

- En partant des paramètres résultant de l'analyse de la courbe expérimentale, on crée une courbe théorique tenant compte de toutes les résonances sauf de celle que l'on veut étudier ; le rapport de la courbe expérimentale à cette courbe théorique donne alors une transmission normalisée ne tenant compte que de la résonance à étudier. Celle-ci peut alors être analysée en supposant qu'elle est "s" (c'est à dire en prenant le rayon R' à sa valeur normale) ou "p" (en prenant $R' = 0$), le terme potentiel étant corrigé par le coefficient de normalisation C .

Cette méthode tend à favoriser l'attribution du moment orbital ($l = 0$) aux résonances car les paramètres des résonances voisines sont ajustés comme si la résonance à étudier était "s", et il peut en résulter une légère déformation de la courbe théorique.

- En annulant le terme d'interférence potentielle pour la résonance à étudier par une résonance lointaine. En effet, pour une résonance r le terme d'interférence potentiel est :

$$\sigma_{IP} = 8 \pi \kappa R g \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \frac{X}{1 + X^2}$$

avec $X = \frac{E - E_\lambda}{\frac{\Gamma}{2}}$

alors que le terme d'interférence entre résonances :

$$\sigma_{IR} = 8 \pi \kappa \kappa' g \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \frac{\Gamma'_n}{\Gamma'} \frac{1 + X X'}{(1 + X^2)(1 + X'^2)}$$

avec $X' = \frac{E - E_{r'}}{\frac{\Gamma'}{2}}$ peut s'écrire, pour X' grand :

$$\begin{aligned} \sigma_{IR} &= 8 \pi \kappa g \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \frac{X}{1 + X^2} \left(\kappa \frac{\Gamma'_n}{\Gamma'} \frac{1}{X'} \right) \\ &= 8 \pi \kappa g \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \frac{X}{1 + X^2} \left(\frac{\kappa'}{2} \frac{\Gamma'}{(E - E_{r'})} \right) \end{aligned}$$

Ce terme σ_{IR} peut être rendu égal et de signe contraire à σ_{IP} en choisissant convenablement $E'_{r'}$ et $\Gamma'_{n'}$ (il faut $E'_{r'} \gg E$ et $\Gamma'_{n'} > 0$ ou $E'_{r'} \ll E$ et $\Gamma'_{n'} < 0$).

Cette méthode n'est qu'approchée : elle n'est pas exacte au voisinage immédiat de E_r (pour $X < 1/X'$), mais l'erreur ainsi apportée est faible si X' est très grand. Elle permet de traiter des résonances en partie superposées. Ces deux méthodes furent simultanément employées dans quelques cas, et donnèrent des résultats concordants.

c) Exemples de résultats. Pour illustrer les résultats obtenus avec le programme d'analyse de forme par une méthode de moindres carrés, nous présentons deux exemples très dissemblables concernant le rhodium.

- La figure II. 11 représente une partie du résultat de l'analyse d'une zone comportant 1 200 points expérimentaux et 9 résonances (la figure ne représente que 8 de ces résonances). Le calcul incluait quelques résonances extérieures à l'intervalle 94 - 192 eV (une dizaine) pour tenir compte de leurs ailes et des interférences entre résonances. La courbe en trait plein représente la loi théorique, les croix étant les points expérimentaux : on constate un très bon accord.

- La figure II. 12 représente le résultat de l'analyse simultanée de deux transmissions normalisées effectuées avec des épaisseurs différentes ($n = 0,17771$ at/b et $n = 0,02435$ at/b). La gamme d'énergie étudiée s'étend de 3 340 à 3 610 eV, soit 270 eV en 100 points, contre 98 eV en 1 200 points dans le cas précédent.

L'analyse tient compte de 12 résonances dans cette zone : il est bien certain que nous en omettons, mais nous n'avons pas suffisamment d'informations pour introduire d'autres niveaux. La mauvaise qualité de l'analyse est illustrée par la valeur du X^2 , à savoir 367, alors qu'il doit être à peu près égal (ou légèrement inférieur) au nombre de points expérimentaux (ici 200) si l'erreur sur chaque point est à peu près correctement estimée, ce qui est généralement le cas.

La médiocrité de l'analyse est due au manque de résolution et à l'effet Doppler ; nous sommes en fait à la limite du domaine d'étude des résonances du rhodium dans l'état actuel des techniques.

III - METHODES D'ETUDES

Nous allons brièvement examiner les différentes méthodes expérimentales permettant l'étude du noyau $(A + 1)^*$.

A - DIFFERENTS TYPES D'EXPERIENCES

1° - Transmission (Section efficace totale)

La mesure de la transmission de neutrons d'énergie E à travers un échantillon permet d'obtenir la section efficace totale. En appelant :

T le comptage avec l'échantillon dans le faisceau,

S celui sans échantillon,

BT et BS les bruits de fond correspondant,

k le coefficient de normalisation,

n l'épaisseur de l'échantillon (en atomes/barns)

et $\mathcal{R}$ étant la fonction de résolution, nous avons :

$$\mathcal{R}_* e^{-n\sigma_A} = T N = \frac{1}{k} \frac{T - BT}{S - BS}$$

TN étant la transmission normalisée, c'est à dire corrigée du spectre et du bruit de fond.

La mesure est absolue ; étant donné le fort taux de comptage possible, elle permet d'obtenir une très bonne résolution (généralement meilleure que pour toute autre expérience)*. Le même détecteur sert pour tous les noyaux étudiés (fissiles ou non, radioactifs ou non). Afin d'éliminer les effets des dérives, il est préférable d'effectuer les différents comptages T, S, BT, BS, par séquences courtes alternées (pouvant durer chacune de 5 à 30 minutes, l'expérience totale pouvant durer de 6 heures à plus d'une semaine). De plus, il est nécessaire d'étudier plusieurs épaisseurs d'échantillons par suite des grandes variations des sections efficaces dans les résonances.

Très simple dans son principe, l'expérience de transmission doit permettre d'obtenir une très bonne résolution, une grande stabilité, doit être automatique, et fournit un très grand nombre de données expérimentales (couramment plusieurs centaines de mille pour un seul élément) dont l'exploitation pose des problèmes.

* Sauf pour certains noyaux fissiles n'existant qu'en très faible quantité : une mesure de section efficace de fission, nécessitant une moins grande quantité de l'élément à étudier, peut être effectuée avec une résolution meilleure.

2° - Sections efficaces partielles

Ce sont les mesures de sections efficaces de :

- fission
- capture
- diffusion élastique.

Ces mesures ne sont que relatives et elles doivent être normalisées. Le même détecteur ne peut souvent pas être utilisé pour tous les éléments, et le taux de comptage, et par contre-coup la résolution, sont généralement faibles. Ces expériences sont indispensables en complément des mesures de sections efficaces totales, et leur analyse est généralement plus rapide.

3° - Etudes multidimensionnelles

Il est possible d'étudier ainsi :

- les spectres des rayons gamma de capture en fonction du temps de vol, c'est à dire de l'énergie du neutron incident. De telles études sont effectuées depuis plusieurs années avec des cristaux de iodure de sodium ; le développement récent des diodes au germanium de grand volume, permettant une amélioration considérable de la résolution, ouvre de nouvelles perspectives.

- la répartition en masse des produits de fission, la fission ternaire, etc... Par suite du faible taux de comptage, peu d'expériences de temps de vol ont été effectuées jusqu'à présent ; il faut noter les études de la fission ternaire de MELKONIAN, [III. 1] et les expériences similaires mais non multidimensionnelles effectuées à Saclay en 1963 [III. 2].

B - METHODES DE DETERMINATION DES PARAMETRES DES RESONANCES

L'analyse d'une résonance permet de déterminer avec plus ou moins de précision, trois grandeurs (voir tableau III, 1) :

- l'énergie E de la résonance,
- sa largeur réelle Γ , déduite de sa largeur apparente en tenant compte de l'élargissement Doppler et de la résolution expérimentale,
- sa surface A .

La détermination de la largeur totale Γ dépend de la résolution : la transmission donne la meilleure précision, la diffusion la plus mauvaise.

TABLEAU III. 1

Paramètres obtenus par des expériences de temps de vol

Type expérience	Energie	Largeur	Surface
Transmission	E	Γ	$A_t = a g \Gamma_n$ (nota 1)
Fission	E	(Γ)	$A_f = a g \Gamma_n \Gamma_f / \Gamma$
Capture	E	(Γ)	$A_c = a g \Gamma_n \Gamma_\gamma / \Gamma$
Diffusion	(E)		$A_d = a g \Gamma_n \Gamma_n / \Gamma$

a est la teneur isotopique ; la précision sur les valeurs entre parenthèses est généralement médiocre. L'utilisation simultanée des différents résultats permet la détermination des paramètres.

1° - Energie, largeur et surface des résonances

La transmission donne la plus grande précision sur l'énergie, la largeur totale et la largeur neutronique (au coefficient $a g$ près). Une expérience de diffusion permet surtout de déterminer le spin des grandes résonances, la fission et la capture de déterminer la valeur de Γ_f et de Γ_γ .

Il faut remarquer que les mesures de sections efficaces partielles ne permettent pas toujours d'obtenir le paramètre correspondant. Par exemple, pour un noyau non fissile dans le cas où $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$, c'est à dire $\Gamma \sim \Gamma_\gamma$, une mesure de capture permet de mesurer

$$A_c = a g \Gamma_n \Gamma_\gamma / \Gamma \simeq a g \Gamma_n$$

donc Γ_n , alors qu'une mesure de diffusion peut permettre de déterminer Γ_γ si Γ_n est connu avec précision par la transmission :

$$A = a g \Gamma_n^2 / \Gamma \approx a g \Gamma_n^2 / \Gamma_\gamma$$

2° - Attribution isotopique

a) La méthode la plus simple est d'étudier en transmission des isotopes séparés ; il est souvent difficile de pouvoir disposer de tels échantillons. Pour ce travail, deux expériences furent effectuées sur des isotopes séparés ou enrichis.

L'attribution isotopique a pu être effectuée pour environ 50 résonances du Gd 157 et autant pour le Gd 155 avec un peu moins de 2 g de chacun de ces deux isotopes prêtés par l'U.S.A.E.C.. L'enrichissement était important (94 %). La surface de chaque échantillon était de 1 cm^2 , la distance de vol de 17 m ; chaque expérience dura 10 heures, le comptage étant compris entre 3 000 et 6 000 coups par canal.

Nota 1 - Aire dans le cas d'un échantillon mince. Même si l'échantillon est épais, la transmission permet d'obtenir $a g \Gamma_n$ que nous appellerons aire par analogie avec les autres cas.

L'attribution isotopique est immédiate pour la plupart des résonances d'après un simple examen de la courbe de transmission expérimentale ; dans le cas du Gd, la limitation provient du recouvrement des résonances, conséquence de leur faible espacement. Une amélioration de la résolution avec du Gd naturel n'améliorerait pas sensiblement les résultats : l'identification d'un plus grand nombre de niveaux jusqu'à 250 eV ne serait possible qu'en utilisant une quantité plus importante d'isotopes séparés de Gd (20 g ou plus) afin de pouvoir travailler avec une longueur de vol de 50 m et en refroidissant les échantillons.

Des expériences similaires furent effectuées sur du Xe. Nous avons pu disposer de 3 litres TPN de Xe enrichi en isotopes légers, et de 12 litres TPN de Xe enrichi en isotopes lourds. Mais dans ce cas l'attribution isotopique est moins aisée, et nécessite un dépouillement complet ; celui-ci permet de déterminer $(a g \Gamma_n)$ pour chaque résonance de chacun des deux échantillons et le rapport des $(a g \Gamma_n)$ est égal au rapport des teneurs isotopiques.

La figure III. 1 représente les transmissions expérimentales entre 1 970 et 2 245 eV. Il est possible, d'après un simple examen de la courbe de dire si une résonance est due à un isotope plus lourd ou plus léger que la moyenne : dans le cas présent, il est en général aisé de décider si le nombre de masse isotopique est inférieur ou supérieur à 130. Mais une attribution rigoureuse des résonances, tenant compte des isotopes pairs, oblige une analyse complète des résultats ; celle-ci permet de déterminer $a g \Gamma_n$ pour chaque échantillon, et le rapport de ces quantités est égal au rapport a_L/a_l des teneurs isotopiques (a_L pour l'échantillon enrichi en isotopes lourds, a_l pour celui enrichi en isotopes légers). Cette analyse permet de préciser l'attribution lorsque celle-ci n'est pas évidente d'après le simple examen visuel (cas des résonances à 1 994 et 2 083 eV de la figure III. 1).

Il est également possible de tenir compte des informations résultant d'une étude en transmission du xénon naturel avec une meilleure résolution. C'est ainsi que nous avons pu constater que le niveau à 2 210 eV est double, ce qui rend douteuse l'attribution isotopique.

b) Deux autres méthodes utilisent les rayonnements de gamma de capture :

- Si les énergies de liaison des neutrons sont suffisamment différentes, l'utilisation d'un détecteur de rayons gamma sensible à l'énergie totale des rayons gamma émis permet de déterminer approximativement les variations de cette énergie de liaison de résonance à résonance, et donc d'effectuer l'attribution isotopique. Une telle expérience est en fait dérivée des mesures de sections efficaces de capture.

- L'étude des spectres de gamma de capture peut également permettre d'effectuer une telle attribution. En particulier, il est possible avec les détecteurs au germanium de mettre très aisément en évidence des petites différences dans les spectres de gamma de capture.

c) Enfin, il faut noter que la transmission permet de déterminer $a g \Gamma_n$ et Γ , et la diffusion Γ_n ; la combinaison des deux expériences permet donc de déterminer le produit $a g$; or g n'a que deux valeurs possibles : d'où deux valeurs de a . En réalité, les erreurs sont importantes ; cette méthode fut néanmoins utilisée pour le Xe en complément des mesures de transmission sur les échantillons enrichis en isotopes légers ou lourds.

3° - Détermination du spin

Nous ne considérerons que le cas des ondes "s" et supposerons a connu.

a) La transmission permet de déterminer Γ et $g \Gamma_n$, d'où, pour les noyaux non fissiles (nota 1), deux valeurs de Γ_γ :

$$\Gamma_{\gamma_1} = \Gamma - \frac{(g \Gamma_n)}{g_1} \quad \Gamma_{\gamma_2} = \Gamma - \frac{(g \Gamma_n)}{g_2}$$

Une de ces valeurs peut être exclue si elle est négative, ou si elle diffère très sensiblement de la valeur moyenne car, en général, les largeurs radiatives varient peu.

b) Le but essentiel de la diffusion est de permettre de déterminer le spin ; en effet, la transmission permet d'obtenir $g \Gamma_n$ avec une bonne précision : 2 à 5 %. fréquemment, alors la précision sur Γ_n résultant de la diffusion est faible : jamais mieux que 10 %. Mais elle est suffisante pour déterminer g .

Néanmoins, la diffusion présente deux handicaps inhérents à sa nature :

- une mauvaise résolution,
- un fort bruit de fond constitué par la diffusion potentielle.

c) La mesure de la section efficace de capture, associée à la transmission, permet de déterminer Γ_γ et, par différence, $\Gamma_n = \Gamma - \Gamma_\gamma$. Mais cette méthode n'est utilisable que pour les niveaux ayant de grandes largeurs neutroniques.

d) L'étude des spectres de gamma de capture peut permettre l'identification du spin ; cette méthode souvent assez difficile avec des cristaux de iodure de sodium, est très intéressante avec des diodes au germanium malgré leur faible volume. Elle nécessite qu'au moins une transition particulière bien caractérisée soit permise pour un état de spin, interdite (ou très peu probable) pour l'autre.

Un essai fut tenté avec des cristaux de NaI il y a quelques années avec le Rh : mais le spectre des γ de désexcitation de Rh 104 est trop complexe pour donner des résultats avec une mauvaise résolution en amplitude. Cet essai fut repris récemment avec une diode de Ge ; mais là aussi l'expérience fut infructueuse : la résolution en amplitude vers 7 MeV était de l'ordre de 25 KeV, valeur insuffisante pour pouvoir séparer les raies du spectre de rhodium (voir V.A). Il faut de plus noter que, d'après les expériences avec des neutrons thermiques, aucune des raies aboutissant à un niveau 2^+ (et ne pouvant donc pas correspondre à une transition E 1 à partir d'un niveau 0^-) n'apparaît nettement dans le spectre.

e) Une autre méthode utilise la différence de la multiplicité des cascades de rayons gamma de capture selon l'état de spin. Les gammas sont détectés par deux cristaux de NaI d'assez grand volume ; toutes les informations (T) d'une part, et celles en coïncidence (C) d'autre part, sont enregistrées simultanément. Le rapport C/T des comptages sera d'autant plus élevé que la multiplicité sera grande - et dépendra du spin du noyau composé si la multiplicité moyenne en dépend.

Cette méthode fut mise au point par Coceva au B.C.M.N. de l'Euratom à Geel [III. 3]. Des mesures de ASGHAR et PAYA [III. 4] à Saclay semblent montrer qu'elle donne des résultats dans de nombreux cas, même lorsqu'aucune dépendance de la multiplicité vis à vis du spin n'est prévisible (cas du Rh). Une variante de cette méthode fut utilisée par BOLLINGER en 1964 [III. 5] : elle revient à étudier la multiplicité (donc le nombre de rayons gammas détectés en coïncidence) lorsque la somme de leurs énergies est égale à l'énergie de liaison.

Nota 1 - Pour les noyaux fissiles, une mesure de la section efficace de fission permet de déterminer Γ_f , d'où $\Gamma_{\gamma_1} = \Gamma - \frac{(g \Gamma_n)}{g_1} - \Gamma_f$ $\Gamma_{\gamma_2} = \Gamma - \frac{(g \Gamma_n)}{g_2} - \Gamma_f$

f) Deux résonances ne peuvent interférer que si elles sont de même spin : l'analyse de la section efficace entre résonance peut permettre de dire si deux niveaux sont de même spin ou de spin contraire - sans vraiment l'attribuer (à moins qu'il ne soit connu pour un des deux niveaux). Cette méthode est employée notamment pour l'analyse des sections efficaces des noyaux fissiles à basse énergie.

Nous l'avons employé souvent dans le cas du Rhodium, et quelquefois pour le Xénon. Elle ne peut donner des résultats que si la section efficace entre les résonances est bien définie, d'une part - et si, d'autre part, les résonances étudiées sont grandes et voisines (c'est à dire, en transmission et pour un noyau non fissile, si $(\Gamma_{n\lambda} \Gamma_{n\lambda}') / D_{\lambda\lambda}^2$ est assez grand).

g) Il existe des méthodes particulières propres à certains noyaux : si, par exemple, une largeur partielle dépend fortement du spin, sa mesure peut permettre de déterminer J. Un tel cas existe pour le plutonium 239 : la largeur moyenne de fission dépend fortement du spin (le rapport est de l'ordre de 30) et il est possible d'attribuer le spin 0 aux niveaux ayant Γ_f supérieur à une certaine valeur.

h) La méthode la plus directe est la polarisation : la transmission d'un faisceau de neutrons polarisés à travers un échantillon également polarisé dépend de l'orientation relative des spins (parallèles ou anti-parallèles). Il est actuellement possible de polariser des faisceaux de neutrons :

- à basse énergie, (en-dessous ~ 10 eV) par transmission ou diffusion par un matériau magnétique (Fe, Co, ...). Une telle méthode de polarisation fut réalisée à Saclay par H. BEIL. Elle est très utilisée à Brookhaven [III. 7] à [III. 9].

- à moyenne énergie (jusqu'à environ 50 KeV), par transmission à travers une cible de protons polarisés. La section efficace de diffusion de l'hydrogène dépendant de l'orientation relative des spins, il en résulte une polarisation du faisceau de neutrons augmentant avec l'épaisseur de la cible de protons, mais avec un flux décroissant. Un tel faisceau de neutrons polarisés est utilisé auprès du réacteur de Dubna en U. R. S. S. [III. 10] [III. 11].

- la diffusion de neutrons rapides par la résonance p de He^4 à 1,4 MeV peut permettre d'obtenir un faisceau de neutrons polarisé d'énergie inférieure à 700 KeV. Cette méthode a été proposée et étudiée par DABBS [III. 12], mais n'a pas encore été appliquée. Elle pourrait être utilisée de 700 KeV à quelques dizaines de KeV.

Il faut signaler qu'il est également possible d'obtenir des faisceaux de neutrons polarisés par réactions nucléaires, par exemple Li^7 (p, n) [III. 13].

Il est beaucoup plus difficile de polariser des cibles : chaque élément est en fait un cas particulier. Presque toutes les expériences de détermination de spin avec des noyaux polarisés furent effectuées à Brookhaven : Eu, Tb et Ho [III. 7] [III. 11] en 1964 ; Gd, He^3 [III. 8] [III. 11] en 1965 et U^{235} [III. 9] en 1966 ; mais toutes ces expériences furent réalisées avec des neutrons très lents (en général moins de 10 eV, jusqu'à 2,5 eV pour U^{235}). Il faut de plus noter que la polarisation obtenue est souvent très faible : la variation de la transmission est de l'ordre de 1 % dans le cas de l'uranium 235.

i) Une méthode particulière est voisine de la polarisation : il s'agit de l'étude de la distribution angulaire des fragments de fission pour un noyau fissile orienté. Cette anisotropie dépend du spin par l'intermédiaire de K, projection de J sur l'axe de symétrie du noyau déformé. Cette méthode fut utilisée pour J. DABBS pour l'uranium 235 [III. 14].

4° - Détermination du moment orbital

Il s'agit de déterminer le moment orbital de petites résonances. En pratique, il peut être égal à 0 (ondes s) ou à 1 (ondes p).

a) D'après la valeur de Γ_n^0 : la distribution de Γ_n^1 suit une loi en λ^2 à 1 degré de liberté (voir VI). Cette distribution exclut pratiquement les valeurs nettement supérieures à Γ_n^1 : la probabilité d'avoir $\Gamma_n^1 > 4 \Gamma_n^1$ est de 4 %, celle d'avoir $\Gamma_n^1 > 10 \Gamma_n^1$ de 10^{-4} .

Il est donc possible, étant donné une distribution des largeurs neutroniques réduites pour les résonances supposées "p", d'exclure celles qui ont des valeurs de Γ_n^1 trop grandes. Il est ainsi possible d'affirmer que certaines résonances du Rh et du Th sont dues à des ondes de neutrons "s".

b) Il est possible de distinguer les résonances "s" des autres d'après la forme d'une résonance en section efficace totale car, à basse énergie, les valeurs du rayon R_1 sont très faibles pour $l > 1$, et, par conséquent, le terme d'interférence potentiel est très faible ; l'analyse de forme doit donner un meilleur accord dans un cas ou dans l'autre.

Mais cet effet est perturbé par l'élargissement Doppler et par la résolution. La figure III.2 l'illustre : les courbes a, b, et c représentent une petite résonance fictive du rhodium à 400 eV selon que ni la résolution, ni l'effet Doppler ne sont pris en considération (courbe a), que seul l'effet Doppler est inclus (courbe b) ou que les deux le sont (courbe c). La différence, très faible, décroît de a à b et à c. Il s'agit pourtant d'une assez grande résonance "p" puisque $g \Gamma_n^1 = 0,025$ alors que, pour le rhodium, $\langle g \Gamma_n^1 \rangle = 0,018$. L'épaisseur est supposée égale à 0,24 atomes/barn donnant une transmission potentielle égale à 0,265. La barre d'erreur représente l'écart type dû à une statistique de 5 000 coups par canal en transmission : elle est supérieure à l'effet à mettre en évidence.

Une augmentation de l'épaisseur de l'échantillon étudié ne résoudrait pas le problème : les courbes d sont calculées dans les mêmes conditions que les courbes c sauf l'épaisseur qui est doublée : 0,48 au lieu de 0,24. La transmission potentielle est de 0,07, soit 3,8 fois moins que précédemment ; le comptage par canal sera plus faible - 1 300 coups - et l'erreur relative double ; comme l'épaisseur est voisine de la valeur optimum, son doublement s'accompagne d'un doublement de l'effet à mesurer et de l'erreur relative ; un nouvel accroissement de n entraînerait une augmentation de l'erreur supérieure à l'augmentation de l'effet à mesurer.

La figure III.3 représente une résonance fictive du thorium à 400 eV en négligeant l'effet Doppler et la résolution (courbe a) et en tenant compte (courbe b). Il s'agit là d'une très grande résonance "p" puisque $g \Gamma_n^1 = 0,011$ alors que $\langle g \Gamma_n^1 \rangle = 0,0025$. L'épaisseur $n = 0,12$ est telle que $\exp(-n \sigma_p) = 0,27$. La barre d'erreur représente là aussi l'écart type résultant d'un comptage de 5 000 coups par canal en transmission.

Il faut enfin tenir compte de deux faits ayant des conséquences opposées :

- d'une part la bonne résolution dont nous disposons permet d'avoir un grand nombre de points dans les ailes des résonances, et donc d'améliorer ainsi la statistique.
- d'autre part, ces petites résonances sont perturbées par les grandes résonances "s" dont l'influence existe partout avec un échantillon très épais.

Ce procédé est finalement difficile, mais le seul que l'on puisse actuellement utiliser. Nous présentons plus loin quelques exemples de détermination.

c) Cette différence de forme est encore plus marquée pour la section efficace de diffusion ; mais ce type d'expérience a naturellement une résolution médiocre et surtout, la diffusion due à la section efficace potentielle doit être considérée comme une sorte de bruit de fond.

La figure III.4 représente la même résonance fictive du Rh que précédemment selon qu'elle est "s" (courbes a) ou "p" (courbes b), et en ne tenant compte que de l'effet Doppler (courbes 1), de l'effet Doppler et de la résolution actuelle (courbes 2) ou de celle attendue au mieux (courbes 3). La barre d'erreur représente l'écart type pour un comptage de 5000 coups par canal et en négligeant tout autre cause d'erreur que celle due à la statistique sur la diffusion. En réalité, il faudrait presque doubler cette barre d'erreur.

Il est impossible actuellement de mettre ainsi en évidence de telles petites résonances (courbes 2) ; même avec une bonne résolution, il faut une statistique très bonne de la diffusion pour les voir. Par contre, il serait alors très aisé de discriminer les résonances "s" des résonances "p". La figure III.4 montre que le terme d'interférence potentielle est prépondérant, pour $l = 0$, lorsque Γ_n est petit. La résonance peut être identifiée grâce à cette interférence. La non identification d'une résonance peut être une preuve (ou un indice) d'un moment orbital différent de zéro. Mais ce critère doit être utilisé avec précaution.

d) Il existe une autre possibilité propre à la diffusion : l'étude de la distribution angulaire des neutrons diffusés ; cette dernière est en effet donnée, à une constante près, par $P_1^2(\cos \theta)$ (voir I. A. 24) (nota 1). Mais cette méthode ne vaut pas la précédente pour l'étude des résonances : pour qu'elle soit applicable, il faut que la résonance soit assez bien dessinée pour que l'on puisse évaluer son aire ; or, si elle est assez bien dessinée, il doit être possible de mettre aisément en évidence l'existence du terme d'interférence, quitte à pratiquer une analyse de forme.

C - EXEMPLES D'ANALYSE DES RESULTATS DE TRANSMISSION DANS LE DOMAINE DES RESONANCES

Nous donnons quelques exemples pour montrer les problèmes qui peuvent se poser en pratique.

1° - Premier exemple

Ainsi que nous l'avons précédemment fait remarquer, un échantillon mince permet en principe de déterminer avec précision $ag\Gamma_n$ et l'échantillon épais Γ . Dans quelle mesure une analyse de forme des résultats obtenus avec un échantillon épais permettent-ils également d'obtenir $ag\Gamma_n$? En particulier tous les résultats présentés sur le thorium furent obtenus à partir d'un échantillon épais ($e = 46,39 \text{ g/cm}^2$, $n = 0,1202 \text{ at/b}$).

Une expérience fut effectuée avec un échantillon 265 fois plus mince ($e = 0,1749 \text{ g/cm}^2$, $n = 0,000454 \text{ at/b}$) à basse énergie (jusqu'à 300 eV). Les résultats obtenus avec les 2 échantillons (mince et épais) sont donnés dans le tableau III.2. L'erreur est celle donnée par l'analyse de forme par moindres carrés, et ne comprend que celle d'origine statistique. On constate que :

- l'erreur sur les largeurs totales est bien plus importante dans le cas de l'échantillon mince. Ceci est conforme à ce que nous avons prévu (voir II. B).

- les valeurs de Γ_n sont presque toujours compatibles, l'erreur résultant de l'étude de l'échantillon épais étant toujours inférieure à celle provenant de celle de l'échantillon mince.

Nota 1 - Sauf si $J = 0$; la distribution angulaire contient des termes de la forme $(\cos \theta)^{2\lambda}$, mais λ ne peut être supérieur ni à 1, ni à J (voir, par exemple, III. 15).

TABLEAU III.2

Echantillon Th épais (n = 0,1202)			Echantillon Th mince (n = 0,000454)		
E eV	Γ meV	Γ_n meV	E eV	Γ meV	Γ_n meV
21,78	$26,1 \pm 0,2$	$2,17 \pm 0,02$	21,78	$23,3 \pm 3,6$	$1,96 \pm 0,06$
23,44	$29,4 \pm 0,2$	$4,02 \pm 0,02$	23,44	$31,8 \pm 2,8$	$3,64 \pm 0,08$
$\left\{ \begin{array}{l} 59,51 \\ 59,45 \end{array} \right.$	$26,0 \pm 0,8$ $28,4 \pm 0,4$	$4,04 \pm 0,08$ $3,85 \pm 0,04$	59,51	$19,0 \pm 11$	$4,01 \pm 0,2$
$\left\{ \begin{array}{l} 69,22 \\ 69,14 \end{array} \right.$	$64,3 \pm 0,6$ $64,4 \pm 0,4$	$44,4 \pm 0,2$ $44,0 \pm 0,12$	69,23	$65,9 \pm 4,6$	$43,2 \pm 1,2$
113,03	$34,1 \pm 0,8$	$13,4 \pm 0,2$	113,01	$37,2 \pm 13$	$13,8 \pm 0,5$
120,87	$43,3 \pm 0,8$	$23,0 \pm 0,4$	120,85	$50,6 \pm 10$	$23,0 \pm 0,6$
129,19	$18,5 \pm 6$	$3,5 \pm 0,4$	129,19	56 ± 62	$3,63 \pm 0,6$
170,40	$80,2 \pm 1,2$	$61,1 \pm 0,6$	170,39	$90,5 \pm 11$	$60,7 \pm 1,4$
192,75	$34,9 \pm 2$	$17,8 \pm 0,6$	192,73	68 ± 36	$18,3 \pm 1,3$
199,44	$28,3 \pm 2$	$10,4 \pm 0,4$	199,42	41 ± 62	$10,5 \pm 1,3$
221,34	$52,7 \pm 1,8$	$30,5 \pm 0,4$	221,31	108 ± 34	$30,9 \pm 1,8$
$\left\{ \begin{array}{l} 263,31 \\ 263,12 \end{array} \right.$	$51,3 \pm 4$ $44,7 \pm 2$	$23,1 \pm 0,6$ $22,1 \pm 0,6$	263,29	65 ± 75	$23,5 \pm 3$

Il n'y a un désaccord important que pour les résonances à 21 et surtout à 23 eV. L'analyse de la section efficace avec l'échantillon épais est très sensible aux interférences ; il est possible qu'elle soit faussée, pour ces deux résonances, par des interférences avec des niveaux à des énergies négatives dont on ne peut tenir compte.

2° - Second exemple : résonance à 646 eV du Rh¹⁰³

La figure III.5 représente la résonance à 646,6 eV d'après une expérience avec une longueur de vol de 53 m. Les paramètres déterminés par l'analyse de forme étaient :

$$E = 646,5 \text{ eV} \quad \Gamma = 280 \pm 10 \text{ meV} \quad g \Gamma_n = 46 \pm 1 \text{ meV}$$

D'après l'analyse de l'interférence avec les résonances à 691 et 701, et d'après une expérience de diffusion, cette résonance était de spin 1, d'où une largeur radiative $\Gamma_\gamma = 213 \pm 11 \text{ meV}$. Cette largeur semblait un peu forte, mais paraissait pouvoir être expliquée par une résolution médiocre et peut être sous évaluée.

Cette résonance fut réétudiée avec une largeur de vol de 103 m, et donc une largeur de la fonction de résolution moitié ; la figure III.6 A la représente. Les valeurs des paramètres étaient :

$$E = 646,5 \text{ eV} \quad \Gamma = 306 \pm 20 \text{ meV} \quad g \Gamma_n = 48,8 \pm 2 \text{ meV}$$

La somme des moindres carrés était de 373 pour 300 points.

Il faut faire trois remarques :

- le creux de section efficace (maximum de transmission) est mal décrit par la courbe théorique ; cela ne peut être expliqué par une erreur sur la résolution, et ne s'améliore pas quelles que soient les interférences supposées.

- si cette résonance est de spin 1, la largeur radiative vaut :

$\Gamma_\gamma = 240 \pm 21 \text{ meV}$; si elle est de spin 0, cette largeur vaut $\Gamma_\gamma = 111 \pm 21 \text{ meV}$. Ces deux valeurs sont très différentes de $\langle \Gamma_\gamma \rangle = 165 \text{ meV}$, surtout la première, qui correspond au spin déterminé d'après la diffusion (nota 1). Cette différence ne semble pas pouvoir être expliquée par une erreur sur la résolution.

- le flanc à basse énergie de la résonance est très mal décrit par la courbe théorique ; bien que la statistique soit moyenne, il semble qu'il y ait un désaccord systématique.

Cette dernière remarque nous a conduit à supposer l'existence d'une petite résonance dans ce flanc. Ses paramètres furent déterminés par moindres carrés en supposant que sa largeur était de 170 meV. La figure III.6 B représente le résultat. Le χ^2 est de 298 pour 300 points, et les paramètres obtenus sont :

$$\begin{array}{lll} E = 646,70 \text{ eV} & \Gamma = 229 \pm 24 \text{ meV} & g \Gamma_n = 48,7 \pm 1 \text{ meV} \\ E = 645,09 \text{ eV} & (\Gamma = 170 \text{ meV}) & g \Gamma_n = 0,8 \pm 0,2 \text{ meV} \end{array}$$

La courbe théorique décrit bien les points expérimentaux et, pour $J = 1$, la largeur radiative vaut $\Gamma_\gamma = (164 \pm 24) \text{ meV}$. Nous concluons donc à l'existence de cette résonance à 645 eV ; il faut remarquer qu'elle fut mise en évidence par une expérience à bonne résolution bien que celle-ci ait une statistique assez moyenne (plus faible que celle de l'expérience à 53 m).

Nota 1 - En réalité les paramètres obtenus diffèrent légèrement selon les interférences supposées, c'est à dire selon le spin supposé pour la résonance à 646 eV ; mais le désaccord est toujours du même ordre de grandeur.

Cet exemple montre également combien les paramètres déterminés dépendent de la formule utilisée, c'est à dire des résonances supposées ; il faut également se méfier des erreurs calculées : la première expérience quoique moins bonne que la seconde donne des erreurs sur Γ plus faibles parce que sa statistique est meilleure.

3° - Troisième exemple : résonance à 1 155 eV du Rh¹⁰³

Ce cas est semblable à l'exemple précédent ; il est illustré par la figure III. 7. Le tableau III.3 représente les résultats selon que l'on suppose l'existence d'une ou de deux résonances, et selon le spin de la résonance principale.

La petite résonance ajoutée à une largeur imposée égale à 170 meV et l'analyse de forme par moindres carrés en donne l'énergie et la valeur de $2 g \Gamma_n$. Il faut remarquer les grandes variations de $2 g \Gamma_n$, de la résonance principale suivant le spin et suivant la présence d'une petite résonance ; en particulier, contrairement à ce que l'on pourrait croire, l'addition de cette petite résonance a pour effet d'augmenter la valeur de $2 g \Gamma_n$.

Nous n'avons pu obtenir une valeur de Γ_γ voisine de 170 meV ; si deux valeurs sont à rejeter ($\Gamma_\gamma = - 29 \pm 21$ et 377 ± 18), les deux autres sont également distantes de la valeur moyenne.

En fait, l'analyse avec deux résonances et $J_{1154} = 1$ est la meilleure ; le χ^2 est le plus faible, et la valeur encore grande de Γ_γ peut être due à l'existence d'une troisième résonance.

Dans la liste des résultats, nous avons adopté ceux avec deux résonances et le spin 1, mais en qualifiant cette valeur du spin de "probable".

4° - Quatrième exemple : Moment orbital de la résonance à 620 eV du Rh¹⁰³

L'attribution du moment orbital de ce niveau est assez délicat quoiqu'il soit assez important ($2 g \Gamma_n \sim 10$ meV). Un examen visuel permet de conclure qu'il s'agit probablement d'un niveau "p".

L'analyse de forme par moindres carrés donne des résultats contradictoires selon la méthode employée, et selon le nombre de points expérimentaux sur lesquels porte l'analyse. Un des résultats les plus probants est représenté par la figure III. 8. L'analyse porte sur 171 points, et utilise la seconde méthode d'étude des résonances "p" (voir II.D.). Les résultats sont représentés dans le tableau III. 4 pour la résonance à 620 eV seulement.

TABLEAU III. 4

l	χ^2	E	Γ	$2 g \Gamma_n$
0	369	620, 276	443 ± 30	$9, 78 \pm 0, 22$
1	337	620, 377	364 ± 27	$10, 63 \pm 0, 28$

TABLEAU III. 3

Résultats de l'analyse de forme pour la résonance à 1 154 eV

(deux fois 200 points dans la zone étudiée)

Spin résonance 1 154 eV	1 seule résonance	2 résonances	
J = 0	$\chi^2 = 500$ $E = 1\,154,95\text{ eV}$ $\Gamma = 427 \pm 15\text{ meV}$ $2g\Gamma_n = 157 \pm 4\text{ meV}$ $\Gamma_\gamma = 113 \pm 18\text{ meV}$	$\chi^2 = 432$ $E = 1\,154,95\text{ eV}$ $\Gamma = 309 \pm 18\text{ meV}$ $2g\Gamma_n = 169 \pm 4\text{ meV}$ $\Gamma_\gamma = -29 \pm 21\text{ meV}$ $E = 1\,152,11\text{ eV}$ $\Gamma = 170\text{ meV (fixe)}$ $2g\Gamma_n = 1,89 \pm 0,3\text{ meV}$	
J = 1	$\chi^2 = 507$ $E = 1\,154,92\text{ eV}$ $\Gamma = 474 \pm 17\text{ meV}$ $2g\Gamma_n = 146 \pm 3\text{ meV}$ $\Gamma_\gamma = 377 \pm 18\text{ meV}$	$\chi^2 = 429$ $E = 1\,154,92\text{ eV}$ $\Gamma = 346 \pm 20\text{ meV}$ $2g\Gamma_n = 154 \pm 3,5\text{ meV}$ $\Gamma_\gamma = 243 \pm 21\text{ meV}$ $E = 1\,152,06\text{ eV}$ $\Gamma = 170\text{ meV (fixe)}$ $2g\Gamma_n = 1,93 \pm 0,3\text{ meV}$	

D'après χ^2 , somme des carrés des écarts (qui n'est plus quantitativement exact par suite de l'artifice utilisé pour l'analyse du moment orbital), le niveau serait "p". Mais l'examen de la courbe montre que les points expérimentaux ne sont pas très bien décrits par la courbe en traits pleins, correspondant à $l = 1$. Enfin, les valeurs de Γ , et donc de Γ_γ , sont anormalement grandes. Des résultats similaires furent trouvés dans d'autres analyses.

Nous avons conclu que cette résonance est probablement double, ce qui expliquerait la grande valeur de Γ_γ ainsi que l'ambiguïté de l'analyse, et que la plus grande des deux résonances du doublet est très probablement "p". Dans le tableau des résultats, ce niveau figure avec $l = 1$ probable et $2 g \Gamma_n = 10,3$; pour la détermination de la fonction densité "p", nous avons pris $2 g \Gamma_n = 8$, c'est à dire que nous avons diminué cette valeur de $1/4$ pour tenir compte d'une éventuelle petite résonance confondue.

5° - Exemple de l'influence sur les paramètres des résonances d'une erreur sur l'effet Doppler ou la résolution

Pour illustrer cette influence, nous avons choisi deux cas d'analyse du rhodium.

a) Résonance à 154 eV (figure II. 11). Le tableau III. 5 représente les résultats de l'analyse d'une zone de 410 points expérimentaux autour de cette résonance. L'épaisseur de l'échantillon était de 0,2385 atomes/barns ($40,8 \text{ g/cm}^2$) et la section efficace au pic de la résonance non élargie par effet Doppler est de l'ordre de 2 100 barns, d'où $n \sigma_0 = 500$. Cette résonance est très grande, et nous devons nous attendre à une faible influence de l'effet Doppler et de la résolution sur ses paramètres.

L'examen du tableau III. 5 confirme cette faible influence. Elle est nulle en ce qui concerne la résolution, et très faible pour l'effet Doppler. Les paramètres de cette résonance ne seront donc pratiquement pas affectés par une erreur sur la résolution ou sur la température effective. Mais ils seront assez sensibles au formalisme, c'est à dire aux résonances voisines introduites et aux interférences supposées. Ils dépendront également des points expérimentaux sur lesquels porteront l'analyse. Les paramètres donnés dans le tableau V. 2 résultent de l'analyse d'une zone de 1 200 points avec 9 résonances dans la zone étudiée et 10 extérieures à cette zone. Ils sont légèrement différents de ceux donnés ici :

$$\Gamma = 388 \text{ au lieu de } 393 \text{ meV}$$

$$\Gamma_n = 196,3 \text{ au lieu de } 195,5 \text{ meV}$$

Ces différences sont inférieures aux erreurs que nous donnons (respectivement 8 et 3 meV).

b) Résonances entre 3 300 et 3 500 eV

Cette zone est représentée par la figure II. 12. L'analyse porte simultanément sur deux épaisseurs ($n = 0,17707$ et $0,02435$ at/barn, soit respectivement $30,3$ et $4,04 \text{ g/cm}^2$). Chaque série comporte 100 points et nous y avons identifié 11 résonances. Ces échantillons étaient refroidis à 77 °K.

Comme précédemment, l'étude fut effectuée au augmentant puis en diminuant η , coefficient de l'effet Doppler, de 10 %. lors de l'analyse de forme, puis de même pour la résolution. L'effet de la majoration est en général à peu près égal, en valeur absolue, à celui de la diminution : aussi avons-nous condensé les résultats présentés dans le tableau III. 6 en ne donnant que la moyenne de la majoration et de la diminution.

TABEAU III. 5

Coefficient d'effet Doppler	nominal	+ 10 %	- 10 %	nominal	nominal
Résolution	nominale	nominale	nominale	+ 10 %	- 10 %
Energie E - eV	154.153	154.158	154.149	154.152	154.153
Largeur totale Γ - meV	393.1	392.8	394.4	393.1	393.2
Largeur neutronique Γ_n meV	195.5	195.3	195.8	195.5	195.5
χ^2 (somme des carrés des écarts)	387.3	385.0	390.8	387.4	387.2
Largeur radiative Γ_γ meV	197.6	197.5	198.6	197.6	197.7

TABLEAU III. 6

Energie E eV	Effet sur E de + 10 % sur		Effet sur Γ de + 10 % sur meV		$2 g \Gamma_n$ meV	Effet sur $2 g \Gamma_n$ de + 10 % sur meV		J = 0		J = 1		Spin attribué		
	η	R	Γ meV	de + 10 % sur		Γ meV	R	$\Gamma \gamma$ meV	Effet sur $\Gamma \gamma$ de + 10 % sur	$\Gamma \gamma$ meV	Effet sur $\Gamma \gamma$ de + 10 % sur			
3354, 06	+ 0, 05	+ 0, 06	largeur totale fixée		75, 1	+ 5, 6	+ 7, 0							
3361	Energie fixe		"		13, 9	+ 0, 3	+ 0, 4							
3396, 16	+ 0, 04	+ 0, 10	1. 730	+ 30	+ 36	754	+ 11	+ 29	222	+ 8	+ 94	+ 23	+ 55	0 probable
3413, 7	Tous les paramètres étaient fixes													
3439, 71	+ 0, 03	+ 0, 03	largeur totale fixe		50, 5	+ 1, 9	+ 3, 9							
3461	Energie fixe		"		15, 2	+ 0, 4	+ 1, 2							
3468, 62	+ 0, 04	+ 0, 12	"		33, 8	+ 1, 1	+ 3, 1							
3491, 98	+ 0, 03	+ 0, 09	697	+ 99	+ 24	233	+ 4	+ 18	231	+ 91	+ 12	542	+ 96	0 possible
3512, 52	+ 0, 07	+ 0, 13	572	+ 53	+ 28	500	+ 13	+ 37	- 428	+ 27	+ 102	239	+ 44	1 sûr
3553, 73	+ 0, 08	+ 0, 14	620	+ 52	+ 16	622	+ 13	+ 30	- 624	+ 26	+ 76	205	+ 43	1 sûr
3597, 20	+ 0, 05	+ 0, 10	475	+ 77	+ 45	243	+ 7	+ 18	- 11	+ 63	+ 81	313	+ 72	+ 57

L'examen de ce tableau confirme que l'effet sur la largeur totale d'une incertitude sur l'effet Doppler et la résolution est d'autant plus faible que $2 g \Gamma_n$ est grand ; ce phénomène est très apparent si l'on compare les résonances à 3 491 eV ($2 g \Gamma_n = 233$ meV), 3 553 eV ($2 g \Gamma_n = 415$ meV) et 3 396 eV ($2 g \Gamma_n = 754$ meV). Une erreur de 10 % sur le coefficient d'effet Doppler, donc de 20 % sur la température effective, représente le maximum possible ; une erreur de 10 % sur la résolution est très plausible. Mais ces erreurs permettent néanmoins l'attribution du spin pour quelques résonances.

D - DETERMINATION DE LA SECTION EFFICACE TOTALE MOYENNE

La mesure de $\langle \sigma_t \rangle$ de quelques KeV à quelques centaines de KeV peut permettre de déterminer les sections efficaces potentielles et les fonctions densités pour les moments orbitaux $l = 0, 1, 2, \dots$. Deux techniques expérimentales sont possibles :

- celle du temps de vol, utilisée dans ce travail,
- ou celle utilisant des neutrons mono-énergétiques produits par un Van de Graaff par exemple ; cette méthode est très utilisée à Duke University [III, 17] (nota 1).

Dans les deux cas il faut choisir l'épaisseur optimum de l'échantillon ; dans les deux cas celle-ci est déterminée par deux influences contradictoires : les erreurs expérimentales (bruit de fond notamment) et l'effet de la résolution.

1° - Influence des erreurs expérimentales

Ce sont :

- celle sur l'épaisseur ; elle est généralement très faible, sauf accident, et nous la négligerons.
- celle sur le coefficient de normalisation. Elle peut être très faible en principe. Mais le moindre effet expérimental (influence du taux de comptage sur le gain du détecteur par exemple) l'accroît. Nous le supposons égale à 5 %.
- celles sur les bruits de fond. Elles constituent la principale cause d'erreur, et peuvent varier dans de grandes proportions. Elles présentent souvent un caractère systématique, et il peut en résulter une compensation partielle des erreurs sur le spectre et la transmission.

Nous examinerons, dans l'Annexe 3, l'influence sur σ_t des erreurs sur les bruits de fond en fonction de $n \sigma_t$. La figure A. 3. 1 représente les résultats pour quelques cas réalistes. Les principales conclusions sont :

- il est évidemment intéressant de réduire le bruit de fond (coefficient α).
- il est surtout intéressant de bien l'évaluer (coefficient β).
- l'amélioration de la statistique n'est rentable que lorsque l'erreur sur le bruit de fond est faible.
- enfin, et surtout, l'épaisseur optimum est telle que $1 \leq n \sigma \leq 1.4$ quelles que soient les hypothèses sur le bruit de fond.

C'est à dire qu'il y a toujours intérêt à utiliser un échantillon épais ($n < \sigma > \sim 1$) pour réduire l'erreur ϵ_σ .

Nota 1 - Voir les références citées dans III, 17, notamment 8, 11, 19, 31.

2° - Influence du "self-screening"

Cette expression, utilisée par les anglo-saxons, est impropre. Il s'agit en réalité d'un effet "mathématique". On a bien, pour une section efficace partielle, en désignant par σ_e la section efficace mesurée expérimentalement :

$$\langle \sigma_e \rangle = \langle \mathcal{R} * \sigma \rangle = \langle \sigma \rangle$$

$\mathcal{R}$ étant la fonction de résolution ; mais la transmission donne :

$$\langle \sigma_e \rangle = \frac{1}{n} \langle \text{Log} (\mathcal{R} * e^{-n\sigma}) \rangle \neq \langle \sigma \rangle$$

Cet effet est faible pour n petit (car alors $\exp(-n\sigma) \sim 1 - n\sigma$), d'où son appellation "self screening".

Nous l'étudions dans l'Annexe 4. Nous concluons que l'erreur est faible dans trois cas limites :

- l'épaisseur n est très faible ; mais nous avons vu dans le paragraphe précédent que l'erreur sur σ croît comme $1/n$ lorsque $n\sigma$ est petit.
- la résolution est très bonne.
- les variations de σ avec l'énergie sont faibles ; il est possible de réduire ces variations en augmentant l'effet Doppler : pour une mesure de $\langle \sigma_t \rangle$, il serait intéressant de chauffer l'échantillon. Nous avons envisagé d'utiliser cette technique, à Saclay, depuis quelques années, mais nous n'avons pu encore le réaliser.

Plus précisément, la formule A.4.14 (nota 1) :

$$\delta \bar{\sigma} = \bar{\sigma} - \bar{\sigma}_e = \frac{n}{2} \epsilon_R^2 < \left(\frac{\partial \sigma}{\partial E} \right)^2 >$$

(où ϵ_R^2 est la variance de la fonction de résolution), caractérise l'influence des différents facteurs sur l'erreur sur σ . Deux techniques expérimentales peuvent être utilisées pour réduire cette erreur (lorsqu'il y a lieu, c'est à dire à assez basse énergie en général) :

- a) Une première consiste en l'exécution de plusieurs expériences avec différentes épaisseurs. La valeur expérimentale $\langle \sigma_e \rangle$ est fonction de n : à une certaine énergie, pour n assez petit, elle ne variera pratiquement plus. La valeur est alors exacte, car l'erreur est très faible. Cette technique est utilisée à Harwell [III, 18]. Elle présente l'inconvénient d'exiger plusieurs expériences, mais a l'avantage d'être simple et éprouvée.
- b) Une seconde consiste en la détermination de $\langle \sigma_e \rangle$ pour différentes résolutions, puis en une extrapolation. Il est aisé d'élargir artificiellement la fonction de résolution en groupant ou en moyennant les canaux. Nous pouvons ainsi, d'après les résultats d'une seule expérience d'obtenir une courbe donnant σ expérimental moyen en fonction de la largeur de la fonction de résolution. L'extrapolation à la résolution parfaite (largeur nulle) donnera $\langle \sigma \rangle$. La difficulté réside en cette extrapolation ; cette méthode n'est utilisable que si la résolution est déjà très bonne. La formule A.4.15 donne alors une allure de la courbe.

Nota 1 - Cette formule n'est à peu près valable que lorsque l'écart type ϵ_R de la fonction de résolution est plus petit que la largeur des résonances ou des groupes de résonances.

Nous avons essayé d'utiliser cette méthode à Saclay ; nous n'avons pu obtenir de bons résultats par suite d'un bruit de fond trop élevé et surtout mal connu* : la valeur de $\langle \sigma_t \rangle$ dépendait beaucoup plus du bruit de fond supposé que de l'extrapolation, laquelle introduisait d'ailleurs des erreurs importantes aux basses énergies (10-20 keV pour Th, par exemple). Cette méthode paraît intéressante dans son principe et il serait souhaitable de l'essayer dans de meilleures conditions.

* L'analyse des résultats fut effectuée par M. André LOTTIN, que je tiens à remercier.

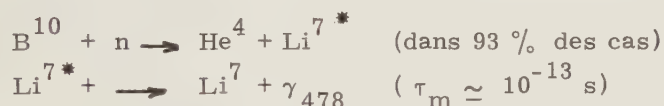
IV - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX UTILISES

A - TRANSMISSION

1° - Choix du détecteur

De nombreux types de détecteurs de neutrons peuvent être utilisés ; en 1961 F.D. BROOKS [IV.1] compara les caractéristiques des détecteurs les plus intéressants, et ses conclusions restent valables.

Nous utilisons celui dit à gamma de capture du Bore 10. Les réactions de détection sont :



Les gammas de 478 KeV sont détectés par des cristaux de iodure de sodium. Ce détecteur donne une efficacité raisonnable sur une grande gamme d'énergie, permet d'avoir une bonne géométrie (faible incertitude sur la longueur de vol) ainsi qu'une bonne résolution en temps (4ns). Mais il est très sensible aux rayons gammas. Pour palier cet inconvénient et donc réduire le bruit de fond, nous ne considérons comme utiles que les impulsions correspondant au pic photo-électrique de 478 KeV, perdant ainsi le comptage du pic Compton. Par contre-coup, il est souhaitable d'avoir une bonne résolution en amplitude afin d'améliorer au maximum le rapport signal sur bruit.

2° - Description du détecteur [1, IV.2]

La figure IV.1 représente le schéma du détecteur. L'écran de bore (bore enrichi à 93 % en B^{10}) de 25 cm de diamètre et de 1 ou 2 cm d'épaisseur (0,7 ou 1,4 g/cm²) est placé dans le faisceau de neutrons. Les rayons gammas sont détectés par 6 cristaux de NaI de 12,5 cm de diamètre et de 5 cm d'épaisseur associés chacun à un photomultiplicateur XP 1040. Un conduit de lumière en plexiglass permet d'améliorer la résolution en amplitude. La figure IV.2 représente le schéma de principe du dispositif électronique. Il répond à quatre buts principaux :

- assurer une bonne définition du temps,
- assurer un fonctionnement automatique,
- permettre une récupération rapide du gain après la bouffée γ ,
- éviter que le taux de comptage élevé provoqué par le flux intense de neutrons arrivant

sur le détecteur durant les premières microsecondes ne le perturbe pendant le temps utile.

Cette dernière conséquence est d'ailleurs la plus difficile à satisfaire : à 17 m (longueur de vol minimum) il est nécessaire de réduire la surface utile de l'échantillon afin de diminuer le taux de comptage instantané (lequel peut encore atteindre 500 000 coups/s pour une

surface d'échantillon de 10 cm^2 et une largeur de l'impulsion de neutrons de 100 ns).

3° - Performances

Celles-ci sont données dans un rapport interne [IV.2]. Succinctement, nous avons obtenu :

a) Résolution en amplitude : 14 à 15 % pour l'ensemble des 6 photomultiplicateurs (XP 1040) (largeur à mi-hauteur du pic du Cs^{137}).

b) Résolution en temps : Après réglage, 4 ns pour l'ensemble des 6 photomultiplicateurs. Cette résolution se conserve pendant quelques semaines.

c) Temps mort : Deux impulsions successives ne peuvent sortir du dispositif électronique que si elles sont séparées par au moins 300 ns.

d) Récupération après la bouffée γ : Elle est assez rapide (5 à 10 μs) ; mais la perturbation essentielle provient du très fort taux de comptage existant durant les premières microsecondes. Elle peut aller jusqu'à 50 μs lorsque le détecteur est à 50 m pour un faisceau de neutrons de dimension maximum ($\emptyset \sim 200 \text{ mm}$), la largeur de l'impulsion d'électrons délivrée par l'accélérateur étant d'environ 100 ns.

e) Efficacité : Elle dépend un peu de l'épaisseur de l'écran de bore ; grosso-modo, elle est de l'ordre de 15 % à 100 eV et au dessous, de 7 % à 10 KeV et inférieure à 1 % au-delà de 600 KeV.

f) Bruit de fond : Il est très difficile de le caractériser simplement car il dépend beaucoup des conditions expérimentales. Il est au mieux de l'ordre de 7 %, et peut atteindre 30 ou 40 % dans les plus mauvaises conditions (échantillons de 1 g de Gd à 17 m - voir V).

Nous le déterminons en utilisant des écrans d'éléments ayant de grandes résonances isolées (Co, Mn, ^{238}U ,) et d'épaisseurs telles que celles-là soient "noires" (transmission nulle ou inférieure à 1 %). Certains écrans sont placés en permanence dans le faisceau de neutrons, d'autres ne le sont que lors des expériences dites "de bruit de fond" : ces dernières permettent de définir la forme de la loi de bruit de fond alors que les premiers donnant des points de repères servant à recalibrer cette loi. Nous avons, par exemple, souvent utilisé un écran permanent de Co qui permet de définir le bruit de fond avec certitude vers 132 eV et 5 keV. Mais il empêche évidemment d'obtenir de résultats à ces énergies : c'est pourquoi les zones d'énergie étudiées s'arrêtent vers 4 100 eV pour plusieurs de nos résultats.

Le bruit de fond est assez aisé à déterminer en dessous de 10 keV, et nous obtenons de très bons résultats dans cette gamme d'énergie. Au contraire, il nous est très difficile de le connaître avec précision au-delà de $\sim 20 \text{ KeV}$ et nos mesures de sections efficaces moyennes s'en trouvent perturbées.

g) Taux de comptage : Il dépend beaucoup des conditions expérimentales et de l'accélérateur. Il peut être caractérisé, très approximativement, par une valeur type :

$$N = 13\,000 \text{ coups/heure à } 100 \text{ mètres}$$

l'accélérateur fonctionnant à 500 c/s, délivrant une impulsion de 60 ns, avec un échantillon de 100 cm^2 , à 1 KeV et pour un canal de 1 μs de large.

Le taux de comptage effectif sera beaucoup plus faible ; par exemple, pour une expérience dans les mêmes conditions que ci-dessus, sauf la surface de l'échantillon (20 cm^2) et la largeur du canal sélecteur (20 ns), le taux de comptage serait de 52 coups/canal et par heure. En tenant compte de la transmission de l'hélium remplissant les bases de vol ($T = 0.82$) et des filtres et écrans utilisés, le taux de comptage ne sera plus que de 40 coups par canal et

par heure à 1 KeV. La durée totale d'une expérience, avec les mesures de spectre et de bruit de fond, devra être de 2 semaines pour permettre d'obtenir une statistique supérieure à 3 000 coups par canal. Cette statistique est bonne, car une largeur de 20 ns à 1 keV est un peu superflue : compte tenu des autres facteurs affectant la résolution, il serait possible d'utiliser des canaux de 40 ns de large à 1 KeV et le taux de comptage serait alors supérieure à 6 000 coups par canal.

4° - Limites et améliorations

L'incertitude de 4 ns sur la définition du temps pourrait encore être diminuée. Ceci n'est pas intéressant car la limite principale de ce détecteur provient de la trop grande diminution de son efficacité entre 10 KeV et 100 KeV due notamment à la diminution de la section efficace d'absorption du Bore 10 : elle est égale à la section efficace de diffusion vers 70 KeV. Et, au-delà de 100 KeV, les diffusions multiples dans l'écran de bore, alors essentiellement diffusant, et entre cet écran et le reste du détecteur (carbonate de lithium, plomb, cristaux de NaI) apporte des perturbations difficiles à évaluer.

Nous avons effectué une mesure de la section efficace du sodium jusqu'à 1 MeV afin de vérifier le fonctionnement du détecteur. Elle est représentée sur la figure IV.3 et comparée aux autres données expérimentales ; nos résultats paraissent satisfaisants. Mais il est difficile d'évaluer, d'après les résonances naturellement larges du Na, la perturbation apportée par les diffusions multiples dans le détecteur.

Cet effet peut être mieux estimé d'après les résonances à 35 KeV et à 117 KeV qui sont naturellement très étroites. Nous avons vu précédemment (II, B, 2) que la largeur de la résonance à 35 KeV peut être expliquée par le temps de ralentissement des neutrons avec la géométrie utilisée. Par contre il semble qu'à 117 KeV le temps de ralentissement ne suffise pas à expliquer la largeur de la résonance, et nous pensons que celle-ci est en bonne partie due aux diffusions multiples dans le détecteur.

L'effet nocif de ces diffusions multiples suivies de capture pourrait être éliminé par une diminution des dimensions du détecteur : les diffusions et les captures parasites existeraient toujours, mais les temps de parcours seraient alors faibles et il n'en résulterait pas une détérioration aussi importante de la fonction de résolution. Une telle méthode fut utilisée à Harwell [IV.3] l'écran de bore avait un diamètre de 5 cm, et les gammas de 478 KeV étaient détectés par deux cristaux de NaI.

Une autre solution consiste en l'utilisation d'un détecteur à protons de recul.

5° - Nouveaux détecteurs

De nouveaux détecteurs sont en cours d'étude ou de réalisation. Ils doivent surtout permettre une diminution du bruit de fond, notamment grâce à une meilleure protection entre les neutrons ambiants. Beaucoup plus lourds que le détecteur actuel, ils seront fixes, celui devant équiper la station à 17 m doit être installé en 1968.

6° - Détecteur à protons de recul

Un tel détecteur est évidemment préférable pour des neutrons de quelques centaines de KeV. L'efficacité croît très rapidement avec l'énergie du seuil de détection : si celui-ci est de 100 KeV, elle est de 17 % à 150 KeV pour un scintillateur organique de mêmes dimensions que l'écran de bore (2 cm d'épaisseur).

Un tel détecteur est évidemment très intéressant dès que l'on travaille au-delà de

100 KeV. Le problème est d'obtenir une faible valeur du seuil de détection ; il semble possible de descendre à moins de 30 KeV [IV.4]. Des études préliminaires [IV.5] ont été effectuées à Saclay ; nous avons, en particulier, essayé le détecteur en refroidissant le photomultiplicateur et en utilisant une discrimination de forme pour éliminer les rayons gammas.

B - SECTION EFFICACE DE DIFFUSION

1° - Principe

La section efficace mesurée est (en n'incluant pas l'effet Doppler et en négligeant l'interférence entre résonances) :

$$\sigma_d = 4 \pi R^2 + 4 \pi \chi^2 g \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right)^2 \frac{1}{1 + X^2} + 8 \pi \chi R g \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \frac{X}{1 + X^2}$$

La méthode de mesure consiste à mettre dans le faisceau de neutrons l'échantillon à étudier, et, à l'extérieur de ce faisceau, un détecteur pour les neutrons diffusés. Par son principe même cette méthode donne une mauvaise résolution due à la géométrie. Aussi, notre but n'est pas d'étudier σ_d par analyse de forme en vue d'obtenir Γ et Γ_n , mais seulement de déterminer Γ_n , ce qui peut être fait en mesurant l'aire de la résonance. Celle-ci est en effet indépendante de la résolution et de l'effet Doppler, et vaut

$$\text{Aire} = \frac{\pi}{2} 4 \pi \chi^2 g \frac{\Gamma_n^2}{\Gamma}$$

la contribution du terme d'interférence potentielle étant nulle en moyenne.

Il est nécessaire de normaliser l'aire mesurée expérimentalement ; cette normalisation peut être faite par différentes méthodes, essentiellement :

- par comparaison à un échantillon dont la section efficace potentielle est bien connue (Pb par exemple).
- par comparaison à la diffusion potentielle donnée par l'échantillon étudié.
- en se normalisant par rapport à une résonance dont le spin est déjà connu.
- en ajustant le coefficient de normalisation afin d'obtenir le meilleur accord possible entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales ; ceci n'est possible que si l'analyse porte sur plusieurs résonances simultanément.

2° - Choix des détecteurs

La principale qualité recherchée est l'insensibilité aux rayons gammas ; par contre, l'exigence sur la rapidité sera moindre car une très bonne résolution en temps est illusoire étant donné la mauvaise résolution géométrique. Nous examinerons les propriétés de quatre détecteurs :

a) Compteurs proportionnels au BF 3. C'est la solution que nous avons retenue pour commencer, car elle est la plus simple et assure une très bonne insensibilité aux rayons gammas. Mais les BF 3 ont une faible efficacité, et une forte fluctuation du temps de réponse (de l'ordre de la microseconde). Il en est de même des compteurs proportionnels à He³. Nous avons utilisé des tubes compteurs spéciaux ayant un fil d'anode plus gros (0,2 mm) afin de réduire la fluctuation des temps de réponse. Nous avons pu ainsi réduire cette fluctuation à 0,55 μ s, mais les compteurs devaient fonctionner avec une haute tension assez élevée. (4 000 à 4500 V).

Le détecteur utilisé a précédemment été décrit par J. TROCHON [IV.6]. La figure IV.4 en représente le schéma. Les compteurs au BF 3 constituaient une couronne autour d'un

tuyau sous vide contenant l'échantillon. Ces compteurs avaient un diamètre de 24 mm, une longueur de 14 cm et étaient remplis à une pression de 70 cm de mercure. Par suite de leur vieillissement, le nombre des compteurs utilisés passa progressivement de 30 à 15.

b) Verres au Li. Ils sont assez sensibles aux rayons gammas, mais il est possible de s'en affranchir par deux méthodes :

1° - Une première, utilisée à Harwell, consiste en l'utilisation de deux détecteurs :

- un enrichi en Li^6 est sensible aux neutrons et aux gammas,

- l'autre appauvri en Li^6 est aussi sensible aux gammas que le précédent mais l'est très peu aux neutrons.

Il est possible, après certaines normalisations, d'éliminer par différence le comptage dû aux gammas. Cette méthode est simple sur le plan expérimental, plus délicate quant au dépouillement ; surtout, elle interdit l'étude des résonances pour lesquelles la diffusion est faible devant la capture ($\Gamma_n < \Gamma_\gamma$) car le comptage dû aux neutrons est alors la différence de deux quantités sensiblement égales.

2° - Il est possible, en utilisant certains verres spéciaux [IV. 7] de séparer les rayons gammas des neutrons par discrimination de forme. Mais les résultats obtenus sont assez décevants, et, après l'avoir essayée pendant plusieurs mois, nous avons dû abandonner cette méthode.

c) Un scintillateur à He^3 sera naturellement très peu sensible aux rayons gammas, sera rapide et pourra être assez efficace (selon la quantité d' He^3 utilisée). Après avoir envisagé d'utiliser un tel détecteur constitué par du gaz He^3 sous pression, nous étudions actuellement un scintillateur à He^3 liquide. Des détecteurs semblables ont déjà été utilisés à Los Alamos [IV. 8].

d) Plusieurs scintillateurs liquides chargés au bore permettent la discrimination de forme. Ils sont rapides, donnent une bonne efficacité, mais sont sensibles aux rayons gammas, quoique moins que les verres. Nous avons constitué un détecteur utilisant un liquide permettant une bonne discrimination de forme. Il s'agit de celui mis au point par JACKSON et al. [IV. 9]. Une seule cellule de 45 mm de diamètre et 15 mm d'épaisseur a une efficacité égale à celle de 40 des compteurs proportionnels BF 3 que nous utilisons ($0,07 \cdot 10^{24}$ noyaux de bore).

Nous avons pu mettre au point une méthode de discrimination de forme donnant de très bons résultats. Elle utilise le phénomène de charge d'espace dans le dernier étage du tube photomultiplicateur, et est par conséquent voisine de celle d'OWEN [IV. 11]. La figure IV. 6 représente un exemple de discrimination de forme obtenu par ce procédé. La description de l'ensemble du dispositif expérimental sera publiée prochainement [IV. 11]. La figure IV. 5 en donne le schéma. Certaines des expériences rapportées dans ce travail furent effectuées avec une version simplifiée de ce détecteur (une seule cellule). La figure IV. 7 représente un exemple de résultat expérimental obtenu.

3° - Correction de l'autoabsorption et des diffusions multiples. Ces effets sont d'autant plus importants que l'épaisseur de l'échantillon étudié est grande d'où une première méthode de correction consistant en l'exécution de plusieurs expériences avec des épaisseurs différentes, donnant chacune une aire A_n dépendant de l'épaisseur n . L'extrapolation à $n = 0$ donne A_0 , exempt de erreurs dues à l'autoabsorption et aux diffusions multiples.

Nous avons utilisé ce procédé au début (voir V 1 bis) ; mais d'une part il nécessite plusieurs expériences, d'autre part A_n est d'autant moins précis que n est faible. D'où l'intérêt

d'effectuer une correction calculée. Mais le calcul rigoureux de celle-ci n'est pas simple.

Nous avons mis au point un programme de calcul basé sur plusieurs hypothèses simplificatrices, et avons comparé les résultats obtenus avec ce programme à ceux résultant d'un code de calcul plus élaboré [IV, 12]. L'accord est assez bon pour les faibles épaisseurs. Nous avons également comparé les résultats obtenus par l'extrapolation de $A(n)$ à $n = 0$ avec ceux résultant d'une correction calculée : nous obtenons là aussi des résultats satisfaisants. La figure IV. 8 représente un exemple correspondant à une des premières expériences de diffusion (103 Rh, cinq épaisseurs, ancien détecteur).

V - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons déjà présenté quelques résultats pour illustrer les méthodes expérimentales et les techniques d'analyse. Nous donnons ci-après les caractéristiques sommaires des principales expériences effectuées et les résultats obtenus. Ces caractéristiques seront présentées sous forme de tableaux et illustrées par des courbes.

A - RHODIUM 103

1° - Conditions expérimentales

De nombreuses expériences de transmission furent effectuées sur le Rh. Le tableau V.1 en représente les conditions principales (lignes 1 à 6). Les expériences 1 à 3 furent effectuées avec les anciens sélecteurs de temps de vol à 1000 canaux (largeur de canal minimum : 0,25 μ s). Les expériences 4 à 6 le furent avec les nouveaux (largeur minimum : 50 ns) et la résolution obtenue pour ces dernières est au moins 4 fois meilleure (sauf à basse énergie où cette amélioration était inutile). C'est pourquoi les résultats présentés dans ce travail ne résultent que de l'analyse de ces trois dernières.

Les expériences de transmissions furent effectuées avec du Rhodium en poudre fourni par la Société Johnson, Matthey and Co, Ltd. Cette "mousse" de rhodium est très pure : par exemple les échantillons les plus épais ($n = 0,2385$ et $n = 0,17707$ at/b) furent constitués par un lot de 800 g contenant :

Si	3 ppm	Ca	1 ppm
Na	3 ppm	Mg	1 ppm
Fe	2 ppm	Ag	< 1 ppm
		Cu	< 1 ppm

Deux expériences de diffusion furent effectuées. La première le fut en 1965 avec l'ancien détecteur utilisant des compteurs proportionnels au trifluorure de bore ; plusieurs épaisseurs d'échantillon furent utilisées. Cette première expérience permit de donner ou de confirmer le spin de 15 niveaux jusqu'à 700 eV [IV.6] [V.1]. La seconde fut effectuée en 1967 avec une seule cellule du nouveau détecteur et pour une seule épaisseur d'échantillon. Elle permit l'étude de niveaux de 100 à 2 300 eV. Dans l'ensemble ces expériences ont surtout permis de confirmer les résultats de la transmission ; le spin ne fut attribué par la seule diffusion que pour 4 niveaux. Mais cette confirmation est essentielle, car elle nous a permis de vérifier la qualité de nos méthodes d'analyse.

Les échantillons utilisés sont des plaques de Rhodium laminé, également fournies par Johnson, Matthey and Co. Ltd. La pureté est théoriquement très bonne, quoique moindre que pour

TABLEAU V. 1

Bornes énergie eV	Epaisseur at/b	Lon- gueur de vol m	Accélérateur		Sélecteur		Tempé- rature °K
			Fré- quence c/s	Lar- geur ns	Nombre canaux	Lar- geur ns	
Transmission							
1 18 à 94	0,00608 0,0243 0,0761	53,7	250	500	1 000	500	293
2 84 à 500	0,0001487 0,00608 0,0243 0,0761	53,7	500	250	1 000	250	293
3 320 à 1900	0,00608 0,0243 0,0761	103,7	500	250	500	250	293
4 16 à 41 41 à 94 94 à 300	0,2385	53,7	500	110	4 096	800 200 100	293
5 177 à 751	0,00608 0,2385	53,7	500	60	4 096	50	293
6 627 à 4216	0,02435 0,17707	103,7	500	60	4 096	50	77
Diffusion							
7 30 à 1000	0,00074 0,00148 0,00358 0,00709 0,0115	12,5	500	60 et 100	1 024	200	293
8 100 à 2300	0,00074	32,7	1000	60	4 096	100	293

- 1 à 6 : Transmission, base perpendiculaire, détecteur rapide (résolution 4 à 5 ns pour les expériences 4 à 6).
- 7 : Diffusion, base inclinée à 45° sur le ralentisseur, détecteur BF 3 (fluctuation des temps de réponse : $\pm 0,28 \mu s$)
- 8 : Diffusion, base inclinée à 9° sur la normale au ralentisseur détecteur scintillateur organique chargé en bore.

la "mousse" utilisée en transmission. Mais ces plaques contiennent en fait une assez importante quantité de tungstène : plus de un pour mille. Il est probable que ce tungstène provient du laminage car un sévère décapage superficiel a pu l'éliminer dans quelques cas.

La figure V. 1 représente les valeurs des différents facteurs de résolution en fonction de l'énergie pour la transmission (droites en traits pleins) et la diffusion (droites en pointillés). La contribution due au temps de ralentissement au delà de 1 KeV a été majorée pour tenir approximativement compte de l'effet de couplage entre les modérateurs.

2° - Paramètres des niveaux identifiés

La liste en est donnée par le tableau II. 2. Les colonnes 1, 2 et 4 comportent les valeurs primaires déterminées par l'analyse (à savoir E , Γ et $2 g \Gamma_n$), les colonnes 5 et 7 les valeurs déduites : $2 g \Gamma_n^0$ et $\Gamma_\gamma = \Gamma - \Gamma_n$. Les trois colonnes de droite donnent des valeurs du spin et du moment orbital ainsi que la ou les méthodes ayant permis leurs attributions.

La détermination de Γ_γ n'est pas possible pour les niveaux ayant une assez grande valeur de $2 g \Gamma_n$ et dont le spin n'a pu être déterminé : c'est le cas des résonances à 783 eV, 1 111 eV, 1 190 eV, etc... pour lesquelles la différence entre $\Gamma_{nJ=0}$ et $\Gamma_{nJ=1}$ est du même ordre de grandeur que l'erreur sur Γ . Pour ces niveaux, Γ_γ est calculé en supposant $\Gamma_n = 2 g \Gamma_n$, et le résultat est inscrit entre parenthèses.

Les valeurs de Γ_γ sont données dans à peu près tous les cas où elles peuvent être déterminées, même si elles n'ont pas de sens :

- soit parce qu'elles sont anormalement grandes : c'est le cas des résonances à 2 333 eV 2 668 eV - 2 953 eV, etc... Quoique importante, l'erreur sur les valeurs de Γ_γ les rend incompatibles avec une valeur moyenne $\bar{\Gamma}_\gamma \sim 170$ meV : il est probable qu'il s'agit de résonances doubles.

- soit parce que l'erreur est très grande : (supérieure à 60 %) la valeur donnée pour Γ_γ n'a alors plus grand sens : ceci est très fréquent au-delà de 2 KeV. Mais la dispersion de Γ_γ autour de la valeur moyenne de 170 meV constitue une vérification de la résolution (voir paragraphe c).

3° - Rayon effectif R'

L'analyse d'une zone de données contenant de 10 à 15 résonances permet de déterminer également la section efficace potentielle. Celle-ci pourra varier légèrement de zone en zone car elle dépendra des résonances voisines prises en compte.

La figure V. 2 représente les différentes valeurs de R' trouvées selon l'énergie ; la barre d'erreur indiquée est celle donnée par le calcul de moindres carrés. Les fluctuations autour de la valeur moyenne $R' = 6,56$ fm sont certainement dues aux différences de la contribution des niveaux voisins ; à basse énergie, nous avons introduit dans le calcul un excès de niveaux situés à des énergies supérieures à celle étudiée. Il en résulte une augmentation de la valeur de R' qui n'est pas significative. Nous retrouverons le même phénomène dans le cas du thorium.

Nous prendrons une barre d'erreur égale à 0,04 fm telle que 68 % des valeurs sont comprises entre $R' - 0,04$ et $R' + 0,04$ fm (sauf à basse énergie). Mais il faut également tenir compte d'éventuelles erreurs systématiques. Celles-ci peuvent être évaluées d'après :

$$d\sigma = - \frac{1}{n} \frac{dT}{T}$$

TABLEAU V.2

VALEURS DES PARAMETRES DES RESONANCES DU Rh

E (eV)	Γ (meV)	ϵ_{Γ} %	$2 g \Gamma_n$ (meV)	$2 g \Gamma_n^0$ (meV)	ϵ_{Γ_n} ‰	Γ_{γ} (meV)	$\epsilon_{\Gamma_{\gamma}}$ %	J	l	Rem-
1.257	156.	3	0.7800	0.696	12	155.	3	1	0	
34.41	151.	8	0.0238	0.00406	20	151.	8		1	2
44.49			0.0058	0.00087	100				(1)	4
46.85	175.	7	0.760	0.111	60	174.	7	(0)	0	7
51.85			0.002	0.00028	600			(	(1)	4
68.34	167.	5	0.2960	0.0358	20	167.	5		0	2
83.54	157.	50	0.0159	0.00174	120	157.	50		(1)	2
95.78	173.	6	3.6200	0.370	40	166.	6	0	0	7
98.82	178.	11	0.1074	0.0108	35	178.	11		1	2
108.88	100.	80	0.0170	0.00163	160	100.	80		(1)	4
110.88	169.	8	0.253	0.0240	26	169.	8			8
114.08	175.	11	0.166	0.0155	35	175.	11		1	2
125.62	175.	3	11.10	0.990	25	168.	3	1	0	1, 7
154.31	388.	2	98.15	7.90	15	191.	4	0	0	5, 7, 1
179.43	174.	12	0.270	0.0202	30	174.	12		1	2
187.23	210.	3	57.5	4.20	23	172.	4	1	0	1, 5, 6, 7
199.83	600.	50	0.095	0.0067	130	600.	50		(1)	4, 9
205.15	180.	60	0.150	0.0105	60	180.	60		(1)	2
251.37			0.230	0.0145	100					8
254.04	213.	5	53.0	3.33	20	178.	7	1	0	1, 5, 6, 7
263.28	220.	25	2.02	0.124	60	218.	25			8
264.38			0.82	0.050	80					8
272.40	233.	5	88.7	5.37	20	174.	7	1	0	1, 5, 6, 7
290.06	178.	5	29.1	1.71	24	159.	6	1	0	1, 5, 6, 7
312.76	220.	55	0.290	0.0164	100	220.	55		(1 ?)	2
316.46			0.060	0.0034	350					8
319.88	275.	3	140.0	7.83	20	177.	5	1	0	1, 5, 7
321.79			1.95	0.109	220					8
327.76	185.	35	1.17	0.0646	60	184.	35		0	2
354.13			0.182	0.0096	140				(1)	4
362.78	105.	90	0.630	0.0331	55	104.	91		0	2
366.55	135.	20	3.30	0.172	40	132.	21		1	2
374.28	165.	50	0.800	0.0414	65	164.	50		(1)	2
376.70			0.250	0.0129	140					8
388.94	130.	80	0.440	0.0223	90	130.	80		1	2
406.48	193.	6	14.90	0.739	30	183.	7	1	0	3, 6, 7
427.95			0.185	0.0089	140				(1)	4
433.08			2.08	0.100	130					8
435.74	400.	4	308.	14.75	20	194.	10	1	0	1, 5, 7
444.27			0.46	0.022	160				(1)	4
447.52			0.27	0.013	210				(1)	4
450.34	151.	29	6.29	0.296	70	145.	30			
473.15	80.	90	1.80	0.0827	60	78.	92		1	2, 9
486.81	33.	95	1.90	0.0861	55	31.	99		0	2, 8
489.56			0.31	0.014	150				(1)	4
492.42	166.	29	4.55	0.205	45	161.	30		1	2

E (eV)	Γ (meV)	ϵ_{Γ} %	2 g Γ_n (meV)	2 g Γ_n^o (meV)	ϵ_{Γ_n} ‰	Γ_{γ} (meV)	$\epsilon_{\Gamma_{\gamma}}$ %	J	l	Rem.
505.15	90.	95	0.88	0.039	100	89.	96		1	2
526.44	110.	80	1.23	0.0536	65	109.	81		1	2
547.25			0.17	0.0073	300				(1)	4
555.79	268.	4	140.7	5.97	23	174.	7	1	0	1,5,7
582.07	155.	25	4.45	0.184	50	151.	26		1	2
602.94			0.60	0.024	150				(1)	4
605.20	100.	80	3.95	0.16	50	96.	83			8
608.10			0.31	0.0126	220				(1)	4
621.12	390.	30	10.3	0.413	70	380.	31		(1)	2,3, 9
645.09			1.67	0.066	280					8
646.62	230.	12	98.5	3.87	40	164.	19	1	0	1,5, 7, 6
663.90	195.	24	10.7	0.415	65	184.	25			
676.93	130.	60	4.05	0.156	60	127.	62	(1)	0	6
683.82	120.	55	5.65	0.216	60	109.	58	(0)	0	6
692.46	246.	15	128.2	4.87	40	160.	24	1	0	1,5,6, 7
699.15			2.5	0.095	200					8
702.33	470.	4	430.	16.23	25	183.	12	1	0	1, 5, 7
727.73			1.40	0.052	150					
742.17			3.57	0.131	90					
758.15			1.41	0.051	250					
760.15	100.	95	5.0	0.181	120	95.	99			
783.16	218.	15	31.0	1.11	55	(187.)	18		0	1
797.08	268.	39	5.82	0.206	200	262.	40		0	3
828.10			0.35	0.012	500				(1)	4
831.36	197.	60	4.76	0.165	80	192.	61			
845.77	323.	5	230.	7.81	35	170.	11	1	0	1, 5, 7
868.71			1.04	0.035	200					
886.04			0.933	0.0313	200					
895.58	142.	57	13.3	0.444	110	129.	63		1	2
914.49	298.	9	74.5	2.46	50	149.	20.	0	0	1,5, 7
930.04	207.	11	88.2	2.89	50	148.	16	1	0	1,5, 7
955.71	282.	18	39.2	1.27	65	204.	25	(0)	0	1,5,6
990.77			1.39	0.044	200					
1002.0			2.04	0.064	150					
1008.0			0.50	0.016	700				(1)	4
1025.0	190.	80	4.45	0.139	100	186.	82			
1028.4			3.66	0.114	100					
1066.4			0.60	0.018	600				(1)	4
1071.9			1.20	0.03	240					
1077.1	190.	40	16.9	0.51	70	173.	44			
1082.8			1.28	0.039	220					
1093.4			1.06	0.032	270					
1100.0			1.54	0.046	200					
1111.0	200.	20	43.4	1.302	50	(157.)	26		0	3
1122.6			0.80	0.024	400					
1152.0			1.93	0.05	300					
1154.9	346	12	153.	4.5	50	243.	18	1	0	1,7,5,6
1190.4	228.	23	50.6	1.46	65	(177.)	30		0	3
1196.7	824.	7	300.	8.67	55	224.	30	(0)	0	1, 5
1201.9			5.45	0.157	200					
1205.4			1.7	0.049	330					
1212.4			4.37	0.126	140					
1245.7	180.	80	7.50	0.212	80	172.	83		0	3
1261.5			1.70	0.048	200					
1272.4	600.	4	600.	16.82	35	185.	15	1	0	1,5, 7
1276.5			5.	0.14	700					8
1278.8			9.4	0.26	200					8
1287.0			5.0	0.14	150					8
1306.9	249.	12	142.5	3.94	55	154.	20	1	0	1, 5
1326.0	230.	24	57.2	1.57	70	(173.)	32		0	3
1355.1			3.4	0.092	170					
1365.5	240.	19	84.	2.27	60	184	25	1	0	1.7

E (eV)	Γ (meV)	ϵ_{Γ} %	$2 g \Gamma_n$ (meV)	$2 g \Gamma_n^o$ (meV)	ϵ_{Γ_n} ‰	Γ_{γ} (meV)	$\epsilon_{\Gamma_{\gamma}}$ %	J	l	Rem.
1380.8			5.03	0.135	140					
1393.6			6.17	0.165	120				(0?)	3
1408.0	280.	33	46.8	1.248	80	(233.)	40		0	3
1410.9			4.8	0.13	210					8
1433.7	100.	95	16.3	0.43	100	84.	99		0	3
1453.7			4.95	0.130	140					
1464.5			1.17	0.0306	400					
1483.5			16.3	0.423	120				1	2,3
1487.1	270.	54	57.	1.48	190	156.	90	(0)	0	3, 5, 6
1513.6			1.4	0.036	400					
1531.9	200.	90	15.1	0.38	90	185.	97		0	3
1544.0	630.	8	254.	6.46	55	122.	50	0	0	1, 7, 5, 6
1552.6			9.1	0.23	140					
1561.6	125.	95	22.8	0.57	100	109.	99	(1)	0	3, 6
1567.7	270.	15	198.	5.0	65	138.	30	1	0	1, 5, 7
1614.3			3.8	0.09	200					
1620.2	463.	7	414.	10.3	45	187.	20	1	0	1, 5, 7
1650.2			2.4	0.059	300					
1665.6			5.5	0.13	170					
1671.4	253.	25	86.5	2.12	70	80.	80	(0)	0	1, 7
1697.6	570.	6	437.	10.61	45	279.	14	1	0	1, 5
1712.5			2.5	0.060	400					
1737.0	150.	90	27.3	0.655	110	123.	99		0	3
1751.5			2.15	0.051	400					
1766.2	204.	65	31.1	0.740	100	173.	77		0	3
1784.5			5.3	0.125	190					
1796.3	280.	24	127.	2.99	80	195.	36	1	0	1, 5, 6, 7
1806.0			2.1	0.049	500					
1820.8	762.	6	668.	15.6	50	316.	17	1	0	1, 5, 9, 7
1832.0			1.8	0.042	800					
1837.2			8.7	0.203	220					
1843.4	120.	77	90.	2.10	100	60.	99	1	0	1, 5, 6, 7
1849.2			4.6	0.107	300					
1885.2			3.5	0.081	300					
1892.4			3.6	0.083	300					
1905.1	219.	80	35.	0.80	110	149.	95	(0?)	0	3, 7
1920.4			7.0	0.16	180					
1941.8			12.1	0.275	140					
1954.2			8.6	0.19	160					
1967.3			5.2	0.118	220					
1982.9	821.	10	268.	6.02	55	285.	30	(0)	0	1, 5, 7
1996.7			4.6	0.103	300					
2010.2	128.	98	29.	0.65	120	99.	99		0	3
2021.9			2.9	0.064	470					
2034.5			2.	0.044	600					
2039.9			7.1	0.157	180					
2060.2	440.	21	98.	2.16	75	244.	38	(0)	0	3, 5, 7
2082.5			8.3	0.182	170					
2085.9			35.1	0.768	100					
2102.4	203.	80	39.0	0.851	120	164.	99			
2115.8	574.	13	232.	5.04	70	110.	75	(0)	0	1, 5, 7
2151.7			5.1	0.110	300					
2161.9			27.5	0.59	120					
2179.8	97.	95	59.5	1.27	130	57.	99	(1?)	0	3, 5, 6
2195.2	260.	26	182.	3.88	80	139.	50	1	0	1, 5
2244.5			20.	0.42	150					
2249.0			13.4	0.28	180					
2260.2	338.	44	76.5	1.61	120	(261.)	57		0	3
2278.5			2.66	0.056	540					
2296.7	660.	8	580.	12.1	55	273.	22	1	0	1, 5, 7
2315.8	322.	56	75.7	1.57	130	171.	98	(0?)	0	3, 5
2333.1	1270.	25	91.6	1.90	100	1178.	27			9
2355.6			10.9	0.224	210					

E (eV)	Γ (meV)	ϵ_{Γ} %	$2 g \Gamma_n$ (meV)	$2 g \Gamma_n^o$ (meV)	ϵ_{Γ_n} %	Γ_{γ} (meV)	$\epsilon_{\Gamma_{\gamma}}$ %	J	l	Rem.				
2365.9	280.	65	28.7	0.59	150	190.	95	(0?)	0	1, 5				
2380.0			90.	1.84	130									
2395.8			16.3	0.333	200									
2410.1			535.	90	28.						0.570	180	507.	95
2416.8			480.	35	191.						3.89	110	98.	98
2434.1			900.	30	90.						1.82	130	810.	33
2461.4			530.	15	385.						7.76	85	273.	32
2479.3			3.2	0.064	700									
2510.9			7.1	0.142	340									
2516.8			16.7	0.335	210									
2530.1	11.0	0.219	260											
2536.3	24.2	0.480	190											
2549.5	28.4	0.562	180											
2596.8	504.	95	49.2	0.965	150	454.	99	1	0	1, 5				
2606.0	565.	15	613.	12.0	80	157.	55							
2630.4	414.	25	330.	6.43	90	194.	55							
2656.9	22.8	0.44	270											
2661.4	19.7	0.38	290											
2668.9	1900.	45	84.	1.63	120	1816.	47							
2695.6	13.6	0.262	290											
2701.5	41.0	0.789	200											
2721.7	306.	57	137.	2.63	150	169.	99							
2731.1	62.	1.19	220											
2740.8	30	0.57	230											
2763.4	17	0.32	250											
2787.0	9	0.17	400											
2793.3	216.	45	260.	4.92	100	43.	99	1	0	1, 5				
2816.5	3.	0.056	600											
2843.1	8.8	0.165	400											
2850.4	24.	0.450	240											
2858.1	630.	40	174.	3.25	140	282.	95							
2871.8	10.	0.187	600											
2881.7	510.	60	100.	1.86	160	310.	98							
2887.5	11.	0.215	440											
2891.5	6.	0.117	600											
2902.4	12.	0.232	330											
2916.8	19.	0.361	220											
2952.8	2300	35	90.	1.66	110	2210.	36	(0?) (1)	0	9 8 8				
2968.0	25.	0.458	300											
2973.0	48.	0.880	190											
2983.9	79.	1.45	320											
2998.8	530.	36	185.	3.38	130	160.	95							
3030.4	455.	30	255.	4.63	100	285.	48							
3049.6	43	0.778	190											
3063.7	87.	1.57	170											
3075.3	10.	0.180	400											
3084.3	330.	31	340.	6.12	100	107.	95							
3113.0	5.	0.089	500											
3131.6	640.	15	575.	10.27	80	257.	40	1	0	1, 5				
3140.5	22.	0.392	300											
3156.2	38.	0.676	240											
3168.6	260.	90	99.	1.75	200	161.	99							
3191.7	30.	0.531	250											
3198.3	12.	0.212	400											
3212.3	7.	0.123	450											
3227.5	20.	0.352	280											
3257.7	9.	0.157	450											
3264.0	10.	0.175	450											
3272.9	885.	22	293.	5.12	100	300.	90	(0?)	0	1, 5				
3286.2	7.	0.122	500											
3305.0	535.	57	141.	2.45	170	(394.)	78				0	3		
3323.2	95.	1.64	180											

E (eV)	Γ (meV)	ϵ_r %	$2 g \Gamma_n$ (meV)	$2 g \Gamma_n^o$ (meV)	ϵ_{r_n} ‰	Γ_γ (meV)	ϵ_{r_γ} %	J	l	Rem.
3330.0			5.	0.086	700					
3354.1			75.	1.29	190					
3361.0			14.	0.24	370					
3396.2	1730.	10	754.	12.9	70	220.	90	(0)	0	1, 5
3413.7			25.	0.427	400					
3439.7			50.	0.852	200					
3461.0			15.	0.258	350					
3468.6			34.	0.577	220					
3492.0	700.	32	233.	3.94	130	234.	90	(0?)	0	1, 5
3512.5	570.	20	500.	8.43	90	237.	50	1	0	1, 5
3537.7			9.	0.151	450					
3553.7	620.	18	622.	10.43	80	207.	55	1	0	1, 5
3597.2	550.	40	245.	4.08	140	(305.)	73		0	
3646.2	800.	27	374.	6.19	120	52.	99	(0?)	0	1, 5
3664.5			22.	0.36	400					
3687.5	1260.	19	590.	9.71	100	80.	99	(0?)	0	1, 5
3713.6			49.	0.804	300					
3727.3			20.	0.327	400					
3752.4			89.	1.45	230					
3772.2			65.	1.058	300					
3779.0			10.	0.162	800					
3786.7			100.	1.62	230					
3798.2			20.	0.324	400					
3837.0			20.	0.322	400					
3853.8	1200.	50	240.	3.86	160	(960.)	63			
3874.2			110.	1.76	250					
3884.3			133.	2.13	220					
3908.9			115.	1.83	290					
3926.5			20.	0.319	600					
3927.0			40.	0.637	500					
3947.1			330.	5.25	180					
3965.7			73.	1.16	350					
3982.7			20.	0.31	600					
3994.0			80.	1.26	350					
4014.6			64.	1.01	380					
4040.3			30.	0.47	450					
4059.4	1940.	33	400.	6.27	180	(1540.)	42		0	1
4079.9	670.	27	950.	14.8	130	36.	99	1	0	1, 5
4105.2			61.	0.95	470					
4127.5			30.	0.46	450					
4140.3	830.	23	1200.	18.6	130	30.	99	1	0	1, 5

Signification des nombres figurant dans la colonne "remarque".

- 1) $l = 0$ car $2 g \Gamma_n$ très grand.
- 2) l attribué d'après la valeur de χ^2 en moindres carrés.
- 3) l attribué d'après la forme de la résonance (sur simple examen visuel).
- 4) $l = 1$ probable car résonance très petite.
- 5) J attribué d'après valeurs possibles de Γ_γ obtenues en transmission.
- 6) J attribué d'après la valeur du χ^2 dépendant des interférences supposées.
- 7) J attribué d'après la diffusion.
- 8) Etude difficile ou impossible par suite de la présence de résonances voisines.
- 9) Niveau peut être double car Γ_γ est très grand.

$\frac{1}{n}$ vaut environ 5 ; $\frac{dT}{T}$ peut être inférieur à 1,5 %. Nous obtenons :

$$d\sigma = 0,08 \text{ barn}$$

soit, sur σ , une erreur relative de 1,4 %, correspondant à une erreur relative de 0,7 % sur R' , soit 0,045 fm. Après avoir ajouté quadratiquement les erreurs, nous obtenons :

$$R' = 6,56 \pm 0,06 \text{ fm}$$

4° - Evaluation de la cohérence des résultats

Elle peut être basée sur plusieurs critères :

a) La densité des niveaux est constante dans un petit intervalle d'énergie (nota 1). La figure V.3 représente le nombre de niveaux identifiés en fonction de l'énergie. Elle montre un premier changement de pente vers 1 KeV, un second vers 3,5 KeV. Nous pouvons déjà en conclure qu'un grand nombre de résonances (de l'ordre de 80) ne sont pas détectées entre 1 KeV et 3,5 KeV. Cette perte de niveaux est due à l'augmentation de l'effet Doppler avec l'énergie du neutron incident, ainsi qu'à l'élargissement de la fonction de résolution (voir figure V.1). Elle concerne surtout les petites résonances (en majorité des niveaux "p"). Cet effet n'est que partiellement compensé par l'augmentation rapide de $\langle \Gamma_n \rangle$ pour les niveaux "p" (voir figure VI.5).

Il est probable que la densité des niveaux "s" identifiés est à peu près indépendante de l'énergie : mais cela est difficilement vérifiable car il n'est pratiquement pas possible d'attribuer le moment orbital des petites résonances au-delà de 1 KeV. Le même phénomène existe pour le Thorium, et sera étudié plus en détail (V.A.2).

Enfin, il faut noter que d'après l'analyse des résultats sur le Rhodium, et en admettant que le nombre de niveaux est proportionnel à $2J+1$, il y aurait environ 120 niveaux "s" et "p" jusqu'à 1 KeV (au lieu de 77 identifiés) et 420 jusqu'à 3,5 KeV (au lieu de 240) : nous sommes très loin de l'identification de tous les niveaux - qui est d'ailleurs impossible (voir VI).

b) La fonction densité est constante (hormis les fluctuations dues à l'éventuel état intermédiaires). La fonction densité S_O entre les énergie E_1 et E_2 est donnée par :

$$S_O = \frac{\sum_{E_1}^{E_2} 2 g \Gamma_n^O}{2 (E_2 - E_1)}$$

la somme portant sur toutes les résonances quels que soient leurs moments orbitaux. La contribution des résonances "p" à la fonction densité ainsi définie est en effet généralement faible : elle atteint 8 % vers 3,5 KeV. La figure VII.6 représente $\sum 2 g \Gamma_n^O = f(E)$; il est aisé de constater qu'une droite décrit très correctement l'histogramme expérimental. Il semble donc qu'il n'y a pas d'erreur systématique sur l'évaluation de $2 g \Gamma_n$. Il faut néanmoins remarquer que seule une grande erreur systématique pourrait être ainsi décelée.

c) La valeur moyenne de la largeur radiative Γ_γ est constante. Elle est déterminée à partir de Γ : une erreur systématique sur l'évaluation de la fonction de résolution ou de l'effet Doppler donnerait une variation de $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ avec l'énergie ; c'est afin de pouvoir mettre en évidence une telle variation que nous avons conservé les largeurs radiatives ayant de très grandes erreurs : en moyennant les valeurs de Γ_γ pour plusieurs résonances dans une zone d'énergie $E_1 - E_2$, il est possible d'obtenir une moyenne locale $\langle \Gamma_\gamma \rangle_{E_1 \text{ à } E_2}$ avec une erreur plus faible.

La figure V.4 représente Γ_γ en fonction de l'énergie. Au-delà de 1000 eV nous donnons la valeur moyenne de Γ_γ pour plusieurs résonances sur un intervalle de 500 eV (barres d'erreur en pointillé) sauf pour quatre résonances, entre 1000 et 2000 eV qui figurent individuellement car leurs largeurs radiatives n'ont pas de trop grandes erreurs. Les moyennes sont calculées en pondérant les valeurs individuelles par leurs barres d'erreur. Malgré une forte dispersion des valeurs au-delà de 500 eV, il semble que l'on puisse conclure qu'il n'y a pas d'effet systématique - donc que la résolution est à peu près correctement évaluée.

Il faut noter que les valeurs de Γ_γ pour les résonances à 1,257 et 34,41 eV sont nettement plus faibles que la moyenne (respectivement 156 et 151 meV contre 170 meV) alors que pour la résonance à 154 eV nous obtenons $\Gamma_\gamma = 191$ meV : on pourrait croire qu'il s'agit d'une augmentation systématique de la largeur radiative avec l'énergie, due à un effet expérimental. Mais d'une part, ce phénomène ne continue pas au-delà de 160 eV, et d'autre part, une erreur sur la résolution ne peut pas expliquer la forte valeur trouvée pour Γ_γ à 154 eV (voir III).

5° - Comparaison avec les résultats obtenus par d'autres laboratoires

Cette comparaison peut être effectuée jusqu'à 400 eV : au-delà, il n'y a de résultats, autres que les nôtres, que pour quatre résonances.

a) Le tableau V.3 donne les valeurs de $2g\Gamma_n$ les plus récentes pour les résonances en-dessous de 100 eV ainsi que pour celles au-dessus de 200 eV. L'accord est toujours très bon étant données les barres d'erreur, sauf au-delà de 300 eV : il est probable que la résolution obtenue à Dubna (de l'ordre de 36 ns/m) est alors nettement insuffisante pour permettre une bonne définition des paramètres des résonances. Il faut noter le cas des résonances à 263 et 264 eV non séparées dans les autres expériences : d'après nos mesures, la somme des $2g\Gamma_n$ vaut 3,04 MeV, valeur en très bon accord avec celle trouvée à Harwell et Dubna, à savoir 3 meV [V.2] [V.3].

b) Le tableau V.4 donne les valeurs de Γ_γ pour les 9 résonances de Rh pour lesquelles elles furent déterminées par d'autres laboratoires. Les trois résultats sont obtenus par de méthodes différentes : d'après l'analyse de forme de la transmission pour nous, d'après la combinaison des résultats de transmission, de diffusion et de capture pour les mesures de Dubna [V.3], et d'après des mesures de capture seulement dans le cas de Harwell [V.4].

Les différents résultats sont compatibles entre eux (sauf pour le niveau à 154 eV), car les barres d'erreur sont souvent grandes. Des mesures plus précises par mesure de la section efficace de capture seraient souhaitables pour confirmer nos résultats.

c) Le tableau V.5 représente les attributions de spin effectuées par d'autres laboratoires pour 8 résonances. Nous sommes en accord avec MOXON [V.4] mais en désaccord très net avec l'équipe de Dubna [V.3] pour les résonances à 272, 290 et 320 eV ; nous sommes sûrs du spin que nous attribuons à ces trois résonances ayant utilisé, pour cela, deux ou trois méthodes différentes.

Nous pensons que les résultats de Dubna pâtissent d'une résolution insuffisante vers 300 eV et au-delà.

Nous devons signaler que dans des publications antérieures nous donnions le spin 0 pour les résonances à 254 et 272 eV [V.5] : par suite d'une résolution insuffisante, et sous évaluée, nous avons trouvé des largeurs totales Γ trop grandes pour ces deux résonances.

TABLEAU V.3

Comparaison des valeurs de $2 g \Gamma_n$ pour quelques résonances
du Rh 103 (en meV)

Energie (eV)	ce travail	Harwell [V.2] (1964)	Dubna [V.3] (1963)
34,41	$0,0238 \pm 0,0004$	$0,026 \pm 0,007$	$0,022 \pm 0,004$
46,85	$0,760 \pm 0,045$	$0,75 \pm 0,11$	$0,74 \pm 0,06$
68,34	$0,296 \pm 0,006$	$0,28 \pm 0,06$	$0,30 \pm 0,02$
95,78	$3,62 \pm 0,14$	$2,9 \pm 0,6$	$3,4 \pm 0,2$
98,82	$0,107 \pm 0,0035$	$0,11 \pm 0,05$	$0,12 \pm 0,04$
205,15	$0,150 \pm 0,009$		$0,40 \pm 0,10$
254,04	53 ± 1	75 ± 26	40 ± 3
263,28	$2,02 \pm 0,12$	$\left. \begin{matrix} 3 \\ 3 \end{matrix} \right\} \pm 1$	$\left. \begin{matrix} 3 \\ 3 \end{matrix} \right\} \pm 0,8$
264,38	$0,82 \pm 0,06$		
272,40	$88,7 \pm 1,7$	90 ± 25	82 ± 6
290,06	$29,1 \pm 0,7$	22 ± 16	22 ± 2
319,88	$140 \pm 2,8$		114 ± 20
327,8	$1,17 \pm 0,07$		$6,4 \pm 0,8$
366,6	$3,3 \pm 0,13$		$2,4 \pm 0,4$
406,5	$14,9 \pm 0,45$		22 ± 4
435,7	308 ± 6		104
555,8	141 ± 3		102 ± 14
646,6	$98,5 \pm 4$		120 ± 20

TABLEAU V.4

Comparaison des valeurs de Γ_γ pour les résonances
du Rh 103¹ (en meV)

Energie eV	Ce travail	Dubna [V.3] (1963)	Harwell [V.4] (1961)
46,85	174 $\pm$ 12	155 $\pm$ 16	
95,78	166 $\pm$ 10	143 $\pm$ 15	132 $\pm$ 40
125,60	168 $\pm$ 5	167 $\pm$ 15	194 $\pm$ 45
154,31	191 $\pm$ 8	96 $\pm$ 36	169 $\pm$ 21
187,2	172 $\pm$ 7	142 $\pm$ 13	191 $\pm$ 25
254,0	178 $\pm$ 12	163 $\pm$ 21	205 $\pm$ 60
272,4	174 $\pm$ 12	136 $\pm$ 20	204 $\pm$ 50
290,1	159 $\pm$ 10	116 $\pm$ 40	
319,9	177 $\pm$ 9	152 $\pm$ 63	

TABLEAU V.5

Comparaison des spins attribués pour les résonances
du Rh 103 (en meV)

Energie eV	Ce travail	Dubna [V.3] (1963)	Harwell [V.4] (1961)
95,78	0	0	
125,6	1	1	
154,3	0	0	0
187,2	1	1	1
254,0	1	1	
272,4	1	0	1
290,1	1	0	
319,9	1	0	
435	1		

B - THORIUM 232

1° - Conditions expérimentales

Il ne fut étudié qu'en transmission ; l'ensemble des conditions expérimentales est représenté dans le tableau V.6. L'expérience principale 1 fut effectuée dans de meilleures conditions que celle précédemment réalisée à Columbia : échantillon plus épais et refroidi, résolution expérimentale un peu meilleure ; nous nous rendîmes compte après coup que celle-ci était encore insuffisante. Quelques expériences complémentaires 2, 3, 4, furent effectuées afin de compléter les résultats vers les basses énergies. L'expérience 5 fut réalisée avec un écran très mince afin de vérifier les valeurs des largeurs neutroniques déterminées avec l'échantillon épais ; les expériences 6 et 7 furent effectuées récemment afin d'essayer de préciser le moment orbital des petites résonances et leur largeur, La figure V.5 représente la résolution expérimentale en fonction de l'énergie.

Les échantillons étaient constitués par des plaques de 70 x 70 x 5 mm de thorium métallique très pur. Nous ne connaissons pas la nature des impuretés de ce thorium, mais aucune des petites résonances détectées (certaines le furent également à Argonne [V.7]) ne peut être expliquée par une impurété. La masse de thorium utilisée pour les expériences 1 à 4 était de près de 2 300 g, et de plus de 4 200 g pour les expériences 6 et 7.

2° - Paramètres des niveaux identifiés

La liste en est donnée par le tableau V.7. Comme pour le Rhodium, les colonnes 1, 2 et 4 comportent les valeurs primaires résultant de l'analyse, les erreurs sur Γ et $g \Gamma_n$ figurant dans les colonnes 3 et 6. Les grandeurs déduites $g \Gamma_n^0$ et Γ_γ sont dans les colonnes 5 et 7, avec en colonne 8 l'erreur relative sur Γ_γ . Quelques moments orbitaux sont donnés dans la colonne 9 et des remarques dans la dernière. Comme pour le Rhodium nous avons conservé des valeurs de Γ_γ ne présentant aucun intérêt en tant que données physiques, mais qui permettent de vérifier la bonne évaluation de la résolution expérimentale et de l'effet Doppler.

L'existence de tous les niveaux n'est pas également certaine ; nous les avons classés en trois groupes qualifiés de :

- sûrs, avec une erreur sur $g \Gamma_n$ inférieure à 750 %.
- probables, avec $750 \% \ll \epsilon_{\Gamma_n} \ll 998 \%$
- possibles ; par convention, nous avons pris $\epsilon_{\Gamma_n} = 999 \%$

3° - Rayon effectif

Sa détermination ne peut être faite à toute énergie comme pour le Rhodium car la normalisation de l'expérience principale n'était pas suffisamment sûre (nota 1).

Une expérience spéciale non mentionnée ici fut effectuée dans ce but à basse énergie (jusqu'à 700 eV). Afin de mettre en évidence l'influence des résonances voisines, elle fut analysée de deux façons :

Nota 1 - Nous n'avions pas pu, à l'époque, mesurer par alternance le spectre et la transmission.

TABLEAU V.6

	Bornes énergie eV	Epaisseur at/b	Lon- gueur de vol m	Accélérateur		Sélecteur		Tempé- rature °K
				Fré- quence c/s	Largeur ns	Nombre canaux	Largeur ns	
1	210 - 800 } 800 - 2100 } 2100 - 10000 }	0,1202	103,7	500	60	4 096	200 100 50	77
2	70 - 380	0,1202	53,7	500	100	1 000	250	293
3	25 - 85	0,1202	53,7	250	100	1 000	400	293
4	4 - 26	0,1202	53,7	125	100	1 000	1000	293
5	15 - 53 } 53 - 100 } 100 - 280 }	0,000454	53,7	500	60	4 096	200 100 50	77
6	8 - 35 } 35 - 150 } 150 - 600 } 600 - 1600 }	0,226	53,7	500	60	16 384	160 80 40 20	77
7	8 - 40 } 40 - 90 } 90 - 400 }	0,226	16,7	500	100	4 096	200 100 50	77

TABLEAU V. 7

VALEURS DES PARAMETRES DES RESONANCES DU THORIUM

E eV	Γ meV	ϵ_{Γ} %	$g \Gamma_n$ meV	$g \Gamma_n^o$ meV	ϵ_{Γ_n} ‰	Γ_{γ} meV	$\epsilon_{\Gamma_{\gamma}}$ %	l	Re- marques
8.35	29.0	30	0.00028	0.00010	130	29.0	30	1	4
13.11			0.00022	0.00006	160			1	4
21.78	26.1	7	2.05	0.439	30	24.0	8	0	5
23.44	30.0	7	3.75	0.774	30	26.2	8	0	5
36.93			0.00103	0.00017	300			1	4
38.16			0.00061	0.00010	400			1	4
40.92		0	0.00058	0.00009	400			1	4
47.00			0.00135	0.00020	300			1	4
49.85			0.0006	0.00008	750			1	1,4
55.20					999			1	2,4
58.78			0.0096	0.00125	110			(1)	4
59.51	26.0	8	4.02	0.521	25	22.0	9	0	5
64.58			0.0005	0.00006	999			1	4
69.22	64.3	7	43.8	5.26	25	20.5	23	0	5
71.10					999			1	2,4
84.30					999			1	2,4
90.10			0.007	0.00074	400			(1)	4
98.10			0.005	0.00050	500			(1)	4
103.64			0.006	0.00059	400			(1)	4
111.98			0.004	0.00038	999			(1)	2,4
113.03	34.0	8	13.6	1.28	30	20.4	13	0	5
117.75			0.002	0.00018	999			1	2,4
120.87	43.7	8	23.0	2.09	30	20.7	17	0	5
128.21			0.073	0.0064	180				
129.19	20.3	12	3.46	0.304	100	16.8	15	0	5
138.60					999			1	2
145.87			0.091	0.0075	100			1	6
148.07			0.012	0.0010	300			(1)	4
154.38	19.0	75	0.205	0.0165	80	18.8	76	0	6
167.03			0.016	0.0012	650			(1)	4
170.40	80.2	7	60.9	4.66	30	19.3	31	0	5
178.93			0.023	0.0017	300			(1)	4
192.75	34.9	10	18.100	1.30	40	16.8	21	0	5
196.31			0.083	0.0059	120			0	6
197.50					999			1	2
199.44	28.3	10	10.4	0.7364	50	17.9	16	0	5
202.66			0.028	0.0019	250			(1)	4
211.09			0.016	0.0011	350			(1)	4
219.55			0.051	0.0034	200				
221.34	52.7	8	30.7	2.0635	30	22.0	20	0	5
242.52			0.049	0.0031	200				
249.82			0.015	0.0009	999			(1)	2,4
251.73	58.0	8	32.8	2.0673	40	25.2	19	0	5
258.29			0.01	0.0006	999			(1)	4
263.31	51.3	10	23.3	1.4359	40	28.0	19	0	5
285.80	56.2	8	31.26	1.8491	50	24.9	19	0	5
290.41			0.070	0.0041	250				
299.58			0.042	0.0024	250				
302.56			0.128	0.0073	200				
305.50	50.8	10	28.8	1.6477	50	22.0	24	0	5

E eV	Γ meV	ϵ_{Γ} %	$g \Gamma_n$ meV	$g \Gamma_n^o$ meV	ϵ_{Γ_n} ‰	Γ_{γ} meV	$\epsilon_{\Gamma_{\gamma}}$ %	l	Re- marques
309.37			0.053	0.0030	350				
321.80			0.060	0.0033	350				
328.95	99.0	10	75.3	4.1517	60	23.7	46	0	5
335.05			0.035	0.0019	999			(1)	2,4
338.05			0.050	0.0027	400				
341.83	61	15	40	2.16	75	21	45	0	5
361.20			0.10	0.0053	300				
365.18	49	17	25.4	1.33	100	23	37	0	5
369.32	55	18	26.0	1.35	110	29	36	0	5
380.49			0.115	0.0059	300				
391.70			0.176	0.0089	300				
400.92	43	20	11.9	0.594	100	31	28	0	5
411.78			0.28	0.0138	200			1	6
420.85			0.54	0.0263	160			0	6
454.22	46	50	1.23	0.0577	130	44	51	0	5,6
458.86			0.06	0.0028	400				
462.54	88	16	65.6	3.05	80	22	67	0	5
466.30					999			(1)	2,4
470.62			0.04	0.0018	750			(1)	1,4
476.30			0.10	0.0046	300				
488.77	80	16	60.1	2.72	80	19	69	0	5
500.00			0.05	0.0022	850				1
510.36			5.32	0.235	100			0	5,6
528.50	49	25	15.7	0.683	100	33	37	0	5
533.33			0.31	0.0134	200				
535.51			0.34	0.0147	200				
540.21			1.18	0.0507	150			1	6
569.78	54	21	28.7	1.20	90	25	46	0	5
573.55			0.75	0.0313	200				
578.09			2.97	0.123	180			0	5,6
594.01			0.10	0.0041	500				
598.28	44	30	10.1	0.413	140	33	39	0	5
617.84			4.1	0.165	180			0	5,6
625.02					999			(1)	2,4
644.10			0.09	0.0035	750				1
656.60	73	16	49.1	1.92	80	24	51	0	5
665.30	36	24	25.1	0.97	90	10	82	0	5
675.20	231	7	210	8.08	40	21	87	0	5
687.45	75	20	54.8	2.09	100	20	79	0	5
695.83					999			(1)	2,4
698.93			0.15	0.0056	750				1
701.19			10.9	0.41	160			0	5
704.53			0.17	0.0064	750				1
712.92	38	27	29.6	1.11	90	8	99	0	5
724.10			0.15	0.0055	750				1
741.09	217	12	193.	7.09	45	24	99	0	5
758.54			0.24	0.0087	500				
764.79			0.82	0.0296	200				
774.38			0.05	0.0018	750				1
778.72			11.0	0.394	250			0	5
793.04					999			(1)	2,4
804.24	209	10	180.	6.35	60	29	81	0	5
812.75			0.10	0.0035	999				2
816.85			0.18	0.0063	500				
820.99			1.15	0.0401	180				
828.88			0.28	0.0097	300				
836.87			1.59	0.0549	120				
842.35	57	25	27.2	0.937	90	29	49	0	5
850.78			1.14	0.0391	170				
866.32	54	30	12.8	0.4370	120	41	40	0	5
869.41			0.78	0.026	200				

E eV	Γ meV	ϵ_{Γ} %	$g \Gamma_n$ meV	$g \Gamma_n^o$ meV	ϵ_{Γ_n} %	Γ_{γ} meV	$\epsilon_{\Gamma_{\gamma}}$ %	l	Re- marques
884.68	79	15	0.36	0.012	220	41	29	0	5
890.14			37.9	1.27	60				
906.49			2.11	0.070	180				
914.50			0.16	0.005	750				
919.02			0.48	0.015	300				
926.87	65	16	0.44	0.014	250	20	53	0	5
934.27			0.27	0.008	400				
943.22			44.9	1.46	60				
955.98			0.18	0.005	750				
962.72			6.62	0.213	150				
974.28	58	25	0.27	0.008	750	22	66	0	5
982.92			35.4	1.13	100				
990.53			89.8	2.85	80				
995.49			0.58	0.018	750				
1001.2			0.28	0.008	400				
1010.6	160	16	125.	3.95	80	34	80	0	5
1021.5			0.38	0.011	750				
1029.4			0.35	0.010	750				
1039.2			8.5	0.26	160				
1043.9			0.70	0.021	300				
1064.4	31	80	6.0	0.184	200	25	99	0	5.6
1077.2			8.69	0.264	180				
1093.0			1.78	0.053	220				
1110.0			21.8	0.65	120				
1114.5			1.7	0.050	400				
1116.2	91	40	1.0	0.030	750	69	53	0	5
1120.6			3.35	0.100	170				
1128.0			0.25	0.007	300				
1132.6			0.40	0.011	350				
1138.9			16.0	0.474	140				
1150.5	52	50	17.3	0.510	130	34	75	0	5
1175.8			0.35	0.010	300				
1194.5			7.50	0.217	150				
1204.4			2.16	0.062	230				
1214.1			0.30	0.008	999				
1217.3	64	30	0.60	0.017	700	25	77	0	5
1224.1			0.42	0.012	500				
1228.0			38.6	1.10	100				
1233.2			0.70	0.019	700				
1243.1			18.7	0.53	160				
1248.9	160	14	124.	3.5	70	36	66	0	5
1261.0			1.00	0.028	280				
1266.4			0.28	0.007	750				
1269.4			24.7	0.693	140				
1287.6			0.10	0.003	999				
1292.2	142	17	102.6	2.85	80	39	65	0	5
1301.6			50.3	1.39	100				
1335.0			3.20	0.087	200				
1346.0			1.05	0.028	300				
1354.8			83.8	2.28	100				
1359.9	92	23	9.0	0.24	250	8	99	0	5
1372.4			1.00	0.027	300				
1378.1			51.6	1.39	100				
1387.5			2.20	0.059	250				
1397.9			140.	3.74	70				
1407.7	163	13	0.5	0.013	999	23	99	0	5
1417.9			0.6	0.016	350				
1426.6			112.	2.96	90				
1433.9			34.8	0.919	170				
1441.4			1.5	0.039	300				

E eV	Γ meV	ϵ_{Γ} %	$g \Gamma_n$ meV	$g \Gamma_n^o$ meV	ϵ_{Γ_n} ‰	Γ_{γ} meV	$\epsilon_{\Gamma_{\gamma}}$ %	1	Re- marques
1461.0			1.4	0.036	300				
1478.3			2.3	0.059	250				
1502.5			0.8	0.020	400				
1509.1			5.0	0.128	250				
1515.3			1.6	0.041	740				
1518.7			196.	5.03	100			0	5
1524.3	246	18	206.	5.28	80	40	99	0	5
1555.6			6.4	0.16	320				
1581.1			22.5	0.566	210			0	5
1589.5	377	10	362.	9.08	60	15	99	0	5
1602.6	74	80	54.9	1.37	120	19	99	0	5
1611.2			0.95	0.024	700				
1623.5			0.3	0.007	999				2
1630.9	566	10	549.	13.6	60	17	99	0	5
1640.8	60	80	39.9	0.98	210	20	99	0	5
1661.4	177	22	132.	3.24	100	45	91	0	5
1678.0			24.3	0.59	200			0	5
1689.8			1.1	0.026	700				
1697.0			2.5	0.061	400				
1705.3			3.5	0.085	280				
1719.8			39.5	0.95	140			0	5
1725.4			1.3	0.031	999				2
1730.1			1.8	0.043	400				
1740.1			6.8	0.163	200				
1746.8			33.1	0.79	140			0	5
1753.7			0.7	0.017	999				2
1762.8	152	20	116.	2.77	70	35	89	0	5
1785.3			2.4	0.056	350				
1793.3			0.48	0.011	700				
1803.5	164	27	100.	2.35	110	64	71	0	5
1812.1	87	80	44.1	1.03	200	42	99	0	5
1824.2	147	32	93	2.17	100	54	89	0	5
1834.5			1.4	0.032	600				
1847.8			4.2	0.097	250				
1854.8	85	80	31.4	0.72	180	53	99	0	5
1862.0			34.1	0.79	180			0	5
1888.9			1.1	0.025	400				
1896.6			6.0	0.137	740				
1900.4	210	30	114.	2.61	100	96	67	0	5
1930.1	44	80	19.1	0.434	290	24	99	0	5
1940.0			0.32	0.007	999				2
1951.1	115	80	90.8	2.055	110	24	99	0	5
1971.5	250	25	222.	5.0	90	28	99	0	5
1981.8			1.3	0.029	999				2
1988.3	72	80	47.4	1.06	200	24	99	0	5
2005.2	51	80	26.9	0.60	280	24	99	0	5
2015.7			1.0	0.022	750				1
2020.5			1.0	0.022	750				1
2026.2			1.3	0.028	750				1
2035.1			1.0	0.022	750				1
2052.4			18.0	0.397	250			0	5
2062.1	81	80	57.0	1.25	200	24	99	0	5
2073.6			8.5	0.186	700				
2079.0			10.0	0.219	400				
2097.0			1.2	0.026	600				
2117.6			79.5	1.72	150			0	5
2139.5			1.0	0.021	700				
2147.5	134	40	94.7	2.04	140	39	99	0	5
2157.7			10.0	0.215	500				
2161.8	156	40	122.	2.62	130	34	99	0	5
2170.7			2.8	0.060	500				
2177.9	110	40	83.8	1.79	130	26	99	0	5

E eV	Γ meV	ϵ % Γ	$g \Gamma_n$ meV	$g \Gamma_n^o$ meV	$\epsilon \Gamma_n$ % Γ_n	Γ_γ meV	$\epsilon \Gamma_\gamma$ % Γ_γ	l	Re- marques
2197.3			56.0	1.19	150			0	5
2203.6					999				2
2208.2			2.2	0.046	400				
2216.3			28.1	0.596	200			0	5
2221.7			95.9	2.03	130			0	5
2234.1			2.5	0.052	400				
2243.2			0.7	0.014	999				2
2247.7			0.6	0.012	800				1
2252.6					999				2
2258.6					999				2
2262.2			0.6	0.012	700				
2271.1			28.3	0.593	190			0	5
2276.3			91.4	1.91	220			0	5
2286.5	323	19	278.	5.81	90	45	99	0	5
2301.6					999				2
2306.8			3.2	0.066	400				
2313.0			1.6	0.033	400				
2321.3			4.0	0.083	350				
2329.9			2.2	0.045	500				
2335.7			124.	2.56	130			0	5
2344.3			6.6	0.136	300				
2352.7			32.2	0.663	200			0	5
2361.7			0.6	0.012	800				1
2369.4			1.1	0.022	750				1
2375.0	131	40	119.	2.44	130	12	99	0	5
2382.7			4.5	0.092	400				
2391.5			4.0	0.081	350				
2400.7					999				2
2406.7			0.5	0.010	750				1
2413.1			0.6	0.012	700				
2418.8	112	40	97.1	1.97	120	14	99	0	5
2424.0			2.3	0.046	750				1
2427.6			3.0	0.060	350				
2435.2			2.0	0.040	350				
2440.6			10.8	0.218	220				
2452			5.0	0.100	700				
2453					750				1,3
2455.8			165.	3.33	120			0	5
2462.7			4.0	0.080	700				
2469.7					999				2
2474.3			0.9	0.018	750				1
2480.9			0.6	0.012	750				1
2491.6			8.4	0.168	300				
2501.1			0.6	0.012	700				1
2509.0	364	16	357.	7.13	90	7	99	0	5
2519.7					999				2
2526.9			52.3	1.04	180			0	5
2535.9			2.2	0.043	650				
2543.8			0.4	0.007	700				
2548.1			0.4	0.007	700				
2557.2			5.0	0.098	500				
2563.3	327	16	328.	6.47	120	1	99	0	5
2569.4			72.	1.42	220			0	5
2582.8			1.1	0.021	700				
2589.8			2.0	0.039	700				
2595.4			0.8	0.015	700				
2603.2			2.4	0.047	350				
2612.7	74	70	97.6	1.90	120	-23	99	0	5
2624.4			10.2	0.199	280				
2635.3	164	30	176.	3.42	100	-12	99	0	5
2653.2			2.5	0.048	700				

E eV	Γ meV	$\epsilon \Gamma$ %	$g \Gamma_n$ meV	$g \Gamma_n^0$ meV	$\epsilon \Gamma_n$ ‰	Γ_γ meV	$\epsilon \Gamma_\gamma$ %	l	Re- marques
2653.3					999				2
2663.6	239	19	209.	4.05	100	30	99	0	5
2677.5			11.9	0.23	300				
2688.6	220	21	207.	3.99	100	13	99	0	5
2703.8					999				2
2713.2	113	40	102.	1.95	130	11	99	0	5
2722.8			12.	0.230	250				
2733.8			410.	7.84	100			0	5
2748.6			14.2	0.270	300				
2763.3			1.8	0.034	500				
2773.5	88	50	72.7	1.38	160	15	99	0	5
2782.7			2.5	0.047	400				
2793.1	177	25	161.	3.04	110	16	99	0	5
2802.4			5.0	0.094	400				
2810.3			0.2	0.004	900				1
2815.6			27.0	0.508	250			0	5
2824.3			1.4	0.026	400				
2833.0			54.0	1.01	190			0	5
2840.3			0.6	0.011	700				
2844.4			0.7	0.014	700				
2852.5			216.	4.04	95			0	5
2861.1			7.0	0.130	600				
2870.6			1.9	0.035	400				
2884.1			5.3	0.098	300				
2895.4			4.0	0.074	300				
2907.4			2.0	0.037	500				
2914.5			5.0	0.092	400				
2922.9			1.4	0.025	700				
2932.2			1.8	0.033	600				
2939.8			1.6	0.029	750				1
2948.1			104.	1.91	140			0	5
2956.7			49.2	0.904	180			0	5
2966.5			14.2	0.26	280				
2979.2			9.8	0.179	300				
2988.6			34.4	0.629	200			0	5
2995.8			2.3	0.042	750				
3006.9			2.0	0.036	400				

1) Existence probable de la résonance. La valeur $g \Gamma_n$ est très approximative et, par convention l'erreur indiquée est supérieure ou égale à 750 ‰.

2) Existence possible (ou douteuse) de la résonance. La valeur $g \Gamma_n$, lorsqu'elle est indiquée, n'est qu'un ordre de grandeur ; par convention l'erreur est de 999 ‰.

3) Résonance très mal séparée d'une voisine. Les énergies ne sont données qu'à titre indicatif.

4) Moment orbital 1 attribué car $g \Gamma_n^0$ est très petit. Cette attribution sera considérée comme sûre si $g \Gamma_n^0 < 2.10^{-4}$ meV (1 % des niveaux "s" ont $g \Gamma_n^0 \leq 2.10^{-4}$ MeV) et comme probable si $g \Gamma_n^0 \leq 2.10^{-3}$ meV. (3 % des niveaux "s" ont $\Gamma_n^0 \leq 2.10^{-3}$ meV).

5) Moment orbital 0 attribué car $g \Gamma_n^0 > 10 < g \Gamma_{nf}^0 >$ avec

$$< g \Gamma_{nf}^0 > = \frac{k^2 R^2}{1 + k^2 R^2} < g \Gamma_n^1 >$$

(La probabilité d'avoir $g \Gamma_n^1 > 10 < g \Gamma_n^1 >$ est inférieure à 2.10^{-3}).

6) Moment orbital attribué d'après étude par moindres carrés.

a) En incluant toutes les grandes résonances, comprises entre 0 et 1300 eV, quelle que soit l'énergie étudiée : les résultats sont représentés par les croix de la figure V. 6.

b) En n'incluant que les grandes résonances situées dans le même intervalle d'énergie au-dessus et au-dessous de l'énergie étudiée. Les résultats sont représentés par les cercles de la figure V. 6.

L'inclusion d'un excès de niveaux à des énergies plus élevées (cas a) diminue, du fait de l'interférence potentielle, la section efficace calculée due aux résonances, diminution qui est compensée par une sur-évaluation du terme potentiel : d'où les valeurs de R' d'autant plus élevées que l'excès de niveaux à des énergies supérieures à l'énergie E étudiée est grand.

La valeur moyenne est $R' = 9,655$ fm et la barre d'erreur (telle que 3 points soient compris entre $R' - \delta R'$ et $R' + \delta R'$) vaut 0,07 fm. L'erreur d'origine systématique peut être évaluée à 2 % sur la transmission, soit 0,16 barn, c'est à dire 0,07 fm sur R' . D'où :

$$R' = (9,65 \pm 0,10) \text{ fm}$$

4° - Evaluation de la cohérence des résultats

Comme précédemment nous examinerons trois critères :

a) Densité des niveaux. Elle est illustrée par les figure V. 7 et V. 8. La première de ces figures représentant les niveaux identifiés jusqu'à 10 KeV. L'histogramme 1 (résonances sûres) montre que la densité des niveaux est à peu près constante entre 300 eV et 3,3 KeV (avec une perte vers 2 KeV), aussi l'étude des résonances du thorium n'a-t-elle été effectuée que jusqu'à 3 KeV.

La figure V. 8 agrandit la zone 0 - 3 KeV. Elle montre que le manque de niveaux observé vers 2 KeV existe également, quoique moins marqué, vers 800 eV ; l'explication en est la même dans les deux cas : la résolution expérimentale devient insuffisante à la fin de la zone à 1 ns/m, par exemple, et quelques niveaux sont perdus ; lorsque la résolution s'améliore, un plus grand nombre de niveaux peut être identifié, et la pente de l'histogramme augmente. Le changement de pente résultant correspond exactement au changement de résolution.

L'espacement moyen des niveaux "sûrs" est de 7,9 eV entre 0 et 300 eV, de 12,1 eV entre 300 eV et 3 KeV : cela signifie que l'on en perd au moins 35 % entre 300 eV et 3 KeV. Comme pour le Rhodium, nous sommes en présence de deux phénomènes se compensant partiellement : perte en résolution et augmentation rapide de $\langle g \Gamma_n \rangle$ pour les résonances "p". L'espacement moyen de l'ensemble des niveaux "s" et "p" devrait être de l'ordre de 4,3 eV avec $D_{l=0} = 16,9$ eV, en admettant que la densité des niveaux est bien proportionnelle à $2J + 1$: là aussi nous sommes très loin de l'identification de tous les niveaux.

L'histogramme 4 de la figure V. 7 représente les niveaux identifiés par J.B. GARG et al. à Columbia [V. 6] : la densité des niveaux est pratiquement constante de 0 à 3 KeV (en réalité de 0 à 4 KeV : voir [V. 6]) alors que nous identifions près de deux fois plus de niveaux (60 % en plus pour les résonances sûres) : ceci montre que le fait d'obtenir une densité de niveaux constante ne signifie pas que tous les niveaux sont identifiés. L'amélioration que nous avons peut provenir de trois facteurs :

- la résolution expérimentale. Celle de Columbia est en principe égale à la nôtre : 100 ns à 200 m contre 50 ns à 100 m ; mais il semble que la résolution effective dont nous disposions était plutôt un peu meilleure.

- l'effet Doppler. La plupart de nos mesures furent effectuées à 77 °K, alors que pour celles de Columbia l'échantillon était à la température ambiante.

- l'épaisseur : 0,1212 at/b dans notre cas, contre 0,0574 at/b pour les expériences de Columbia.

Il est probable que l'augmentation du nombre de niveaux détectés provient surtout de ces deux derniers facteurs.

Nous pensons que la densité des niveaux "s" détectés dans notre expérience est pratiquement constante ; ce sont pratiquement ceux détectés par J.B. GARG et al, qui interprètent leurs résultats en supposant que toutes leurs résonances sont "s" : ils obtiennent un espacement moyen $\bar{D} = 17,5 \pm 0,7$ eV, très voisin de celui que nous donnons pour les niveaux "s" : $16,9 \pm 0,7$ eV.

Nous avons pu vérifier la distribution expérimentale du nombre de niveaux en fonction de l'énergie en simulant la section efficace du thorium : nous avons, en utilisant le calculateur IBM 7094 du Centre de Saclay, créé une courbe de section efficace fictive du thorium en supposant :

- qu'il existe trois familles de résonances, à savoir ($l = 0, J = 1/2$), ($l = 1, J = 1/2$) et ($l = 1, J = 3/2$).
- que, dans chaque famille, les largeurs neutroniques et radiatives sont distribuées suivant les lois de PORTER et THOMAS ayant respectivement 1 à 40 degrés de liberté, et les espacements suivant la loi de Wigner. Pour chaque niveau, les largeurs et la distance du niveau précédent de la même famille (c'est à dire de même moment orbital et de même spin) sont choisis au hasard suivant ces lois de distribution.

Nous avons pris, pour les valeurs moyennes, celles résultant de l'analyse (à savoir $D_0 = 16,9$ eV, $S_0 = 0,9 \cdot 10^{-4}$, $S_1 = 1,5 \cdot 10^{-4}$, $\bar{\Gamma}_\gamma = 24$ meV), la largeur radiative étant supposée la même pour les niveaux "s" et "p". Les effets expérimentaux sont introduits pour reproduire fidèlement les conditions expérimentales, en particulier le changement de la résolution à 800 eV et à 2,2 KeV. Nous introduisons également des fluctuations statistiques. La courbe de section efficace pseudo-expérimentale résultant est tracée (échelle logarithmique).

Nous avons analysé succinctement ces résultats ; la figure V.9 représente le nombre de niveaux en fonction de l'énergie. Le nombre des résonances identifiées jusqu'à 3 KeV est de 298, alors que nous en avons introduit environ 710. Cet histogramme est très semblable à la courbe expérimentale décrivant les niveaux sûrs et probables (histogramme 2 de la figure V.7). En particulier, nous retrouvons les changements de pente à 800 et à 2 200 eV. Nous avons également porté sur cette figure le nombre de niveaux "s" identifiés en fonction de l'énergie (histogramme 2). Une droite décrit très bien cet histogramme, confirmant, ainsi que nous le supposions, que la densité des résonances "s" identifiées est constante de 0 à 3 KeV.

b) Fonction densité constante. La figure VII.7 représente la somme des $g \Gamma_n^0$ en fonction de l'énergie ; il ne semble pas qu'il y ait un effet de dérive systématique ; les valeurs de la fonction densité par 1 000 eV sont :

- de 0 à 1 000 eV : $(0,83 \pm 0,16) 10^{-4}$
- de 1 000 à 2 000 eV : $(0,92 \pm 0,16) 10^{-4}$
- de 2 000 à 3 000 eV : $(0,89 \pm 0,16) 10^{-4}$

et sont donc compatibles étant données les barres d'erreur.

c) Largeur radiative moyenne. La figure V.10 représente $\bar{\Gamma}_\gamma$ avec son erreur en fonction de l'énergie ; les valeurs dont la barre d'erreur est tracée en tirets correspondent à des moyennes sur plusieurs résonances. Il ne semble pas qu'il y ait d'effet systématique.

5° - Comparaison avec d'autres résultats

Il existe des résultats jusqu'à près de 4 KeV pour les largeurs neutroniques, jusqu'à

800 eV pour les largeurs radiatives permettant une large comparaison.

a) Largeur neutronique réduite. Nous ne ferons la comparaison que pour quelques résonances :

- toutes les résonances de	0 à	100 eV	} Tableau V. 8
- les grandes résonances de	100 à	150 eV	
- toutes les résonances de	500 à	600 eV	Tableau V. 9
- toutes les résonances de	2 600 à	2 780 eV	Tableau V. 10

Un simple examen des différents résultats indique une forte dispersion des valeurs, inexplicables par les barres d'erreurs. Le rapport des extrêmes atteint ou dépasse le facteur 2 : c'est le cas pour les résonances à 113, 129, 540, 578 eV. Il s'agit en général d'effets systématiques : toutes les valeurs données par le laboratoire de Harwell sont inférieures aux nôtres pour les résonances du tableau V. 8 (en dessous de 150 eV) supérieures pour celles du tableau V. 9 (de 500 eV à 600 eV), alors que toutes celles données par le laboratoire de San Diego sont toujours supérieures (ou égales) aux nôtres.

Ces résultats résultent de l'utilisation de techniques expérimentales très différentes : capture, diffusion et transmission à Harwell, capture et transmission avec "self indication" à San Diego. Par contre, les expériences de Columbia sont très semblables aux nôtres, le détecteur étant du même type. Les résultats sont néanmoins nettement différents ; les valeurs données par Columbia sont systématiquement plus faibles que les nôtres ; la différence est assez faible jusqu'à 1 KeV, mais très marquée au-delà (voir tableau V. 10).

Il en résulte des différences notables pour la valeur de la fonction densité : alors que nous trouvons respectivement $0,83 \cdot 10^{-4}$, $0,92 \cdot 10^{-4}$ et $0,89 \cdot 10^{-4}$ pour les intervalles 0 - 1 KeV, 1 - 2 KeV et 2 - 3 KeV, les résultats de Columbia sont : $0,80 \cdot 10^{-4}$, $0,63 \cdot 10^{-4}$ et $0,65 \cdot 10^{-4}$. Il y a donc à peu près accord jusqu'à 1 KeV, mais désaccord croissant au-delà.

Il faut noter deux différences importantes dans l'exécution et l'analyse des mesures :

- les résultats de Columbia furent obtenus en utilisant plusieurs échantillons, les nôtres à partir d'un seul, épais. Mais d'une part, nous avons montré (III. C. 1) qu'à basse énergie nous obtenons les mêmes résultats avec un échantillon mince. D'autre part, à haute énergie ($E > 2$ KeV) l'échantillon épais apporte plus d'informations qu'un échantillon mince. C'est à basse énergie que l'utilisation d'un échantillon épais pour déterminer Γ_n risque le plus de poser des problèmes.

- les résultats de Columbia sont analysés par la méthode des aires, alors que nous avons utilisé l'analyse de forme et fait constamment intervenir de 10 à 20 résonances voisines (c'est à dire extérieures à la zone étudiée) pour en éliminer les effets perturbateurs, ce qui est impossible par la méthode des aires ; de plus l'utilisation de celle-ci est rendue délicate par l'importance de l'interférence potentielle.

c) Largeurs radiatives. Le Laboratoire de Harwell a pu déterminer Γ_γ pour plus de niveaux que nous n'avons pu le faire : du fait de la faible valeur de Γ_γ , l'effet de la résolution devient vite important et empêche de déterminer Γ avec précision (erreur inférieure à 6 meV).

Il apparaît là encore, de grands écarts, mais pratiquement toujours expliqués par les barres d'erreurs ; cela est en particulier vrai pour les deux séries de résultats ayant les plus faibles erreurs, à savoir ceux de Harwell et les nôtres (sauf pour la résonance à 263 eV). Ainsi que nous le verrons en VII, les valeurs moyennes sont très voisines. (tableau V. 11)

d) Moments orbitaux et existence des petits niveaux. Ils furent attribués, pour 11 résonances en dessous de 105 eV, par L. M. BOLLINGER et al. qui estimèrent que les petites résonances qu'ils détectaient étaient probablement dues à des ondes "p". Ils ne firent aucune analyse

TABLEAU V. 8

Th 232

Comparaison des largeurs neutroniques

E (eV)	Ce travail	Argonne [V. 7]	$g \Gamma_n$ (meV) Harwell [V. 8]	Gen. At. [V. 9]	Columbia [V. 6]
8, 34	0, 00028 $\pm$ 0, 00004	0, 00023 $\pm$ 0, 00001	0, 00021 $\pm$ 0, 00005		
13, 11	0, 00022 $\pm$ 0, 00003	0, 00020 $\pm$ 0, 00003			
21, 78	2, 05 $\pm$ 0, 06	2, 40 $\pm$ 0, 25	1, 88 $\pm$ 0, 08	2, 1 $\pm$ 0, 2	
23, 44	3, 75 $\pm$ 0, 10	4, 20 $\pm$ 0, 56	3, 41 $\pm$ 0, 12	4, 0 $\pm$ 0, 3	
36, 93	0, 0010 $\pm$ 0, 0003	0, 0011 $\pm$ 0, 00016			
38, 17	0, 0006 $\pm$ 0, 0002	0, 00068 $\pm$ 0, 00012			
40, 92	0, 00060 $\pm$ 0, 0002	0, 00060 $\pm$ 0, 00015			
47, 00	0, 00135 $\pm$ 0, 0004	0, 0016 $\pm$ 0, 0003			
49, 85	0, 0006 (probable)				
55, 2	douteuse				
58, 78	0, 0096 $\pm$ 0, 0010	0, 0075 $\pm$ 0, 0015			
59, 51	4, 02 $\pm$ 0, 10	4, 9 $\pm$ 0, 83	3, 34 $\pm$ 0, 14	4, 0 $\pm$ 0, 4	
64, 58	0, 0005 (douteuse)				
69, 22	43, 8 $\pm$ 1, 0	40, 2 $\pm$ 3, 0	41, 4 $\pm$ 1, 3	47 $\pm$ 15	
71, 1	douteuse				
78, 1	non trouvée	0, 0011 $\pm$ 0, 0007			
84, 3	douteuse				
90, 10	0, 007 $\pm$ 0, 003	0, 0039 $\pm$ 0, 0008			
96	non identifiée	0, 0013 $\pm$ 0, 0009			
98, 10	0, 005 $\pm$ 0, 0025	0, 0038 $\pm$ 0, 0010			
113, 03	13, 6 $\pm$ 0, 4	7, 2 $\pm$ 1	11, 6 $\pm$ 0, 65	14 $\pm$ 2	12 $\pm$ 2
120, 87	23, 0 $\pm$ 0, 7	17, 2 $\pm$ 1, 8	20, 5 $\pm$ 0, 8	28 $\pm$ 8	18, 5 $\pm$ 2
129, 19	3, 46 $\pm$ 0, 35	7 $\pm$ 1, 1	3, 0 $\pm$ 0, 2	3, 7 $\pm$ 0, 3	3, 4 $\pm$ 0, 5
145, 87	0, 091 $\pm$ 0, 009		0, 07 $\pm$ 0, 02		0, 036 $\pm$ 0, 0012

TABLEAU V. 9

Th 232 - Comparaison des largeurs neutroniques

E (eV)	$g \Gamma_n$ (meV)		
	Ce travail	Columbia [V. 6]	Harwell [V. 8]
510,4	5,32 $\pm$ 0,50	4,9 $\pm$ 1	5,5 $\pm$ 1
528,5	15,7 $\pm$ 1,6	16 $\pm$ 2	15 $\pm$ 2
533,3	0,31 $\pm$ 0,06	0,2 $\pm$ 0,2	
535,5	0,34 $\pm$ 0,07		
540,2	1,18 $\pm$ 0,18	0,7 $\pm$ 0,2	2 $\pm$ 0,4
569,8	28,7 $\pm$ 2,5	25 $\pm$ 1	29,7 $\pm$ 4
573,5	0,75 $\pm$ 0,15		
578,1	2,97 $\pm$ 0,50	2,0 $\pm$ 0,5	4 $\pm$ 0,7
594,0	0,1 $\pm$ 0,05		
598,3	10,1 $\pm$ 1,4	9,0 $\pm$ 0,5	13 $\pm$ 2

TABLEAU V. 10

Comparaison de largeurs neutroniques réduites - 232 Th

E (eV)	$g \Gamma_n^0$ (meV)	
	Ce travail	Columbia [V. 6]
2611,9	1,91 $\pm$ 0,2	1,15 $\pm$ 0,2
2623,6	0,20 $\pm$ 0,055	0,10 $\pm$ 0,05
2634,5	3,43 $\pm$ 0,34	2,50 $\pm$ 0,50
2652,4	0,05 $\pm$ 0,035	0,06 $\pm$ 0,02
2662,8	4,5 $\pm$ 0,40	3,0 $\pm$ 0,5
2676,7	0,23 $\pm$ 0,07	0,20 $\pm$ 0,05
2687,8	4,00 $\pm$ 0,40	2,80 $\pm$ 0,20
2712,3	1,96 $\pm$ 0,25	1,15 $\pm$ 0,25
2721,9	0,23 $\pm$ 0,07	0,12 $\pm$ 0,05
2733,0	7,84 $\pm$ 0,75	5,80 $\pm$ 0,2
2747,7	0,27 $\pm$ 0,08	0,15 $\pm$ 0,05
2762,4	0,034 $\pm$ 0,017	0,06 $\pm$ 0,04
2772,6	1,38 $\pm$ 0,20	0,98 $\pm$ 0,02

TABLEAU V. 11
Th 232
Largeurs radiatives Γ_γ (meV)

E (eV)	Ce travail	Argonne [V. 7]	Harwell [V. 8]	Gen. Ato. [V. 9]	Columbia [V. 6]
21, 78	24, 0 $\pm$ 2	26, 1 $\pm$ 7	24, 6 $\pm$ 1, 5	21 $\pm$ 5	
23, 44	26, 2 $\pm$ 2	34, 8 $\pm$ 11	29, 9 $\pm$ 1, 9	22 $\pm$ 4	
59, 51	22 $\pm$ 2	19, 6 $\pm$ 7	23, 2 $\pm$ 2, 5	22 $\pm$ 7	
69, 22	20, 5 $\pm$ 5	49, 8 $\pm$ 18	21, 2 $\pm$ 1, 5	24 $\pm$ 2	
113, 0	20, 4 $\pm$ 2, 6		20, 1 $\pm$ 1, 5	23 $\pm$ 3	15 $\pm$ 3
120, 9	20, 7 $\pm$ 3, 5		20, 7 $\pm$ 1, 3	24 $\pm$ 3	20 $\pm$ 5
129, 2	16, 8 $\pm$ 2, 5		21, 4 $\pm$ 3, 5		
170, 4	19, 3 $\pm$ 6		22, 2 $\pm$ 1, 4	26 $\pm$ 6	
192, 8	16, 8 $\pm$ 3, 3		19, 6 $\pm$ 2, 2	24 $\pm$ 4	
199, 4	17, 9 $\pm$ 2, 6		19, 9 $\pm$ 5, 4		
221, 3	22, 0 $\pm$ 4, 4		20, 3 $\pm$ 1, 6	27 $\pm$ 3	16 $\pm$ 5
251, 7	25, 2 $\pm$ 5		21, 1 $\pm$ 2		22 $\pm$ 3
263, 3	28 $\pm$ 5		17, 9 $\pm$ 2, 2		
285, 8	24, 9 $\pm$ 5		21, 8 $\pm$ 2, 2		17 $\pm$ 5
305, 5	22 $\pm$ 5		24, 2 $\pm$ 2, 6		16 $\pm$ 6

de forme pour attribuer ce moment orbital. Il faut noter des divergences sur l'existence des petits niveaux (voir tableau V.8) : en dessous de 100 eV nous ne retrouvons pas les niveaux à 78,1 et 96 eV, alors qu'ils n'ont pas détecté 1 résonance dont nous pensons l'existence probable (49,8 eV) et 3 autres que nous qualifions seulement de possibles ou douteuses (55,2 - 71,1 et 84,3 eV).

C - XENON

1° - Conditions expérimentales

Il fut étudié en transmission et en diffusion ; le tableau V.12 donne les conditions expérimentales de la transmission. Les échantillons étaient sous forme gazeuse, généralement sous pression (jusqu'à 15 kg/cm^2 pour les échantillons enrichis en Xe lourd et en Xe léger) à l'exception du plus épais ($n = 0,0176 \text{ at/b}$) qui était sous forme de difluorure de Xénon. Nous disposions de 117,6 g de Xe F^2 avec lesquels nous avons réalisé un échantillon de $23,7 \text{ cm}^2$ (nota 1); Il eut été souhaitable de pouvoir disposer d'un échantillon encore plus épais, mais ceci ne paraît possible qu'en liquéfiant du Xénon, ce qui pose quelques problèmes étant donnée la faible différence entre les températures de liquéfaction ($-111,9^\circ\text{C}$) et de solidification ($-107,1^\circ\text{C}$). L'échantillon très mince ($n = 0,0001232 \text{ at/b}$) fut réalisé pour permettre l'étude de la résonance à 14 eV.

La composition du Xe enrichi (Nota 2) [V.10] en éléments légers ou lourds variait suivant les lots. Nous donnons ci-après la composition des échantillons utilisés d'après l'analyse au spectrographe de masse.

Isotope	124	126	128	129	130	131	132	134	136
Xe "léger" %	0,454	0,344	4,840	49,33	5,390	19,23	16,43	2,855	1,122
Xe "normal" %	0,0955	0,0892	1,917	26,47	4,061	21,23	26,85	10,46	
Xe "lourd" %	0,0147	0,0312	1,239	21,13	3,768	21,72	29,28	12,18	10,63

Nous disposions pour ces expériences, de 12,27 litres TPN de Xe lourd et de 3,16 litres TPN de Xe léger.

Nous n'avons pas de renseignements précis sur la pureté du Xe F^2 . Par contre, nous savons que le Xe "léger" contenait 1 % de Kr et 7 % de N^2 , alors que le Xe "lourd" contenait 5 % de N^2 , 1 % de CO_2 ainsi que des traces d'A et d' O^2 . Mais comme nous n'avons identifié aucune résonance du Xe naturel que nous n'ayons également vue avec les échantillons de Xe lourd ou léger, nous sommes à peu près sûrs de la pureté du Xe F^2 .

Les principales caractéristiques des expériences de transmission sont données dans le tableau V.12 et la résolution en fonction de l'énergie est représentée par la figure V.11. Les épaisseurs de Xe "lourd" et Xe "léger" utilisées étaient à peu près égales, le gaz étant sous

Nota 1 - Nous remercions le Service E.S.U. et plus particulièrement Monsieur DELVALLE d'avoir bien voulu fabriquer et mettre à notre disposition ces 120 g de difluorure de Xénon.

Nota 2 - La fabrication de ce Xénon enrichi en Xe 124 fut entreprise par le Service des Isotopes stables à la demande d'un Service des R.E.A. Nous remercions ces Services, et plus particulièrement Messieurs MOLINARI et TANIEL du S.I.S. d'avoir bien voulu nous prêter ces échantillons de Xe.

TABLEAU V. 12

Bornes énergie eV	Epaisseur at/b	Longueur de vol m	Accélérateur		Sélecteur		Tempé- rature °K
			Fréquen- ce c/s	Largeur ns	Nombre canaux	Largeur ns	
<u>Xe naturel</u>							
1 2 à 11 } 11 à 29 }	0,0001232 0,001060	16,7	500	60	4 096	{ 200 100	293
2 19 à 30 } 30 à 100 } 100 à 400 }	0,0176 0,002551	53,7	500	60	8 192	{ 200 100 50	293
3 200 à 900 } 900 à 4100 }	0,002551 0,0176	103,7	1000	40 à 45	16 384	{ 40 20	293
<u>Xe naturel (N)</u> <u>Xe lourd (L)</u>							
4 4 à 20 } 20 à 700 }	0,00283 (XeN) 0,00273 (XeL)	16,7	500	110	8 192	{ 100 50	293
<u>Xe léger (l)</u> <u>Xe lourd (L)</u>							
5 85 à 156 } 156 à 205 } 205 à 930 } 930 à 4200 }	0,00852 (Xe l) 0,01179 (Xe L)	53,7	1000	60	8 192	{ 160 80 40 20	293
6	0,00067 0,00027						
7	0,000255						

pression (respectivement 17 et 12,5 kg/cm²).

Les conditions expérimentales de la diffusion étaient les mêmes que pour le Rhodium, hormis la résolution résultante : elle était un peu plus mauvaise du fait de l'épaisseur de l'échantillon. Celle-ci était de 10 cm pour l'expérience avec l'ancien détecteur et de 5 cm pour celle avec le nouveau. Comme pour le Rhodium, la diffusion permit surtout de confirmer des spins attribués en transmission. Les mesures préliminaires effectuées en 1966 [V. 11] furent utilisées pour préciser l'attribution isotopique de quelques niveaux à basse énergie ; cette possibilité ne fut pas utilisée pour les résultats présentés ici, car les nouvelles mesures avec Xe "lourd" et Xe "léger", bien meilleures que les précédentes (nous ne disposions alors que de 0,52 litre TPN de Xe lourd), n'avaient pas besoin de ce complément.

La masse des échantillons gazeux fut déterminée par pesée, l'épaisseur en était déduite en tenant compte du volume des tubes, vannes, etc. . . .

La durée des expériences était très variable : quelques heures pour les expériences à 17 m, environ 30 heures pour celles avec Xe lourd et Xe léger à 53 m ; un peu plus de deux semaines (124 heures) pour l'échantillon de Xe F² à 103 m. Pour cette dernière expérience, les comptages minima en transmission en dehors des résonances étaient de 2 000 coups en 20 ns à 860 eV et de 1 500 coups en 40 ns à 190 eV, ce qui représente, sur la largeur de la fonction de résolution, des comptages minima respectivement égaux à 7 200 et 3 600 coups, et, sur la largeur Doppler des comptages respectivement égaux à 12 000 et 20 000 coups (nota 1).

2° - Paramètres des niveaux identifiés

Ceux-ci sont donnés dans le tableau V. 13. Comme précédemment les colonnes 1, 2, 4, comportent les valeurs primaires résultant de l'analyse à savoir E, Γ et 2 ag Γ_n , les erreurs sur Γ et 2 ag Γ_n étant indiquées dans les colonnes 3 et 6. La colonne 5 donne 2 ag Γ_n^O , et la colonne 7 la largeur radiative Γ_γ lorsque le calcul de celle-ci est possible. Les colonnes 8 et 9 donnent le spin et l'attribution isotopique, et des commentaires sont portés dans la dernière. Nous avons préféré donner les quantités 2 ag Γ_n (et 2 ag Γ_n^O) plutôt que Γ_n , car elles sont indépendantes de A et de J, lesquels sont plus ou moins sûrs.

Nous avons là aussi conservé la plupart des valeurs de Γ_γ bien que 10 d'entre elles seulement aient un sens physique (erreur inférieure à 25 %). L'absence d'expériences avec un échantillon plus épais explique la moindre qualité des résultats obtenus sur le Xénon quant aux largeurs totales (par rapport au Rhodium et au Thorium). L'attribution isotopique est indiquée en colonne 10 chaque fois qu'elle nous paraît sûre ou très vraisemblable : dans ce dernier cas des commentaires apportent une restriction ; mais la résonance est néanmoins prise en compte pour les études statistiques et la détermination des valeurs moyennes.

3° - Rayon effectif

Il ne fut pas possible de le déterminer d'après le terme potentiel car :

Nota 1 - Soient, sur la largeur à mi hauteur de la fonction gaussienne de l'effet Doppler, respectivement 20 000 et 33 000 coups.

TABEAU V. 13
VALEURS DES PARAMETRES DES RESONANCES DU XENON

E eV	Γ meV	ϵ_{Γ} %	$2\text{ ag } \Gamma_n$ meV	$2\text{ ag } \Gamma_n^o$ meV	$\epsilon_{\Gamma_n^o}$ ‰	Γ_{γ} meV	$\epsilon_{\Gamma_{\gamma}}$ ‰	J	A	Commentaires sur A
5.16			0.0072	0.0032	100				124	
9.57	120	8	4.234	0.0756	45	114	8	(1)	129	
9.88	128	50	0.074	0.0235	180	127	50			
14.41	309	5	57.3	15.09	40	93	17	(2)	131	
46.00	125	8	2.89	0.426	50	114	9	(2)	131	
75.58	134	12	2.91	0.335	45	123	13	2	131	
86.56										124 ou 126 - Voir remarque 1
90.53	140	22	1.27	0.133	70	135	23		129	
92.25	202	6	32.0	3.33	55	121	10	1	129	
100.17	280	70	0.240	0.024	400					132 possible
114.93	145	10	8.32	0.776	50	114	13	(2)	131	
125.84	413	6	42.6	3.798	50	91	28	0	129	
162.81	201V	8	26.4	5.069	50	134	12	1	129	
173.57	176	16	5.90	5.0448	60	139	20	(1)	131	
185.68	215	9	30.5	2.238	60	138	14	1	129	
209.47	210	25	22.0	1.520	100	127	41	2	131	
228.14	150	30	17.8	1.178	80	105	43	1	129	
237.69	390	20	12.3	0.798	65	69	99		128	
244.48	180	40	8.52	0.54	75	148	49		129	
249.50										124 ou 126 - Voir remarque 1
251.60			0.510	0.0321	550				124	
283.49	410	13	51.8	3.08	60	84	64	1	131	
302.94	148	95	2.28	0.131	210	137	99		131	
336.80			0.60	0.0327	500					129 et 130 possibles
339.00			0.50	0.0272	500					130 à 134
341.52	33	98	1.44	0.078	230	28	99		129	128 possible
362.60			1.20	0.0630	300				131	
370.78			1.75	0.0909	220				128	probable
374.74	234	17	36.7	5.896	50	142	28	1	129	
379.29			1.50	0.077	250				129	
426.84	370	13	44.5	2.154	45	90	54	(1)	131	
430.19	275	45	13.7	0.66	100	106	99		130	
432.23	300	21	59.5	2.862	60	150	42	1	129	

E eV	Γ meV	ϵ_{Γ} %	$2 \text{ ag } \Gamma_n$ meV	$2 \text{ ag } \Gamma_n^o$ meV	$\epsilon_{\Gamma_n^o}$ ‰	Γ_{γ} meV	$\epsilon_{\Gamma_{\gamma}}$ %	J	A	Commentaires sur A
450.38	930	7	206.	9.70	50	154	48	2	131	
459.64			1.30	0.061	350				126	
462.61	330	14	80.5	3.743	60	127	37	1	129	124 à 128
474.90			0.55	0.0252	700				131	132 possible
495.08			2.70	0.121	200				129	
508.62	330	28	18.30	0.811	60	192	48	(0)		128 et 129 possibles
515.50										128 possible
517.40										
554.54			5.8	0.246	110				128	
557.59	210	32	26.0	1.10	50	112	60	(2?)	131	
577.25	3000	50	13.0	0.541	450					126 ou 128
580.82	710	8	206.	8.55	50	191	33	1	129	
585.03	750	12	97.0	4.01	55	17	99	0	129	
605.07	170	50	30.0	1.22	75	94	90	1	129	
636.80	520	18	145.	5.75	75	155	63	1	129	
640.60	700	85	70.0	2.77	500	172	99		132	Ces 2 grandes résonances } sont presque confondues
643.30	2500	6	1250.	49.28	50				131	
651.35			6.8	0.266	260					
681.12			1.7	0.0651	500					
684.32			2.6	0.0994	300					
703.48			4.2	0.158	220					
716.04	3500	6	138.	5.16	40	-100	99		128	
723.20	600	14	70.0	2.60	50	160	53	1	131	130 ou 131
736.07	585	12	102.	3.76	45	200	36	2	131	
740.42			1.0	0.0367	700					124 ou 126
759.91			4.7	0.170	220				129	
777.31			6.3	0.226	170				129	
798.87	437	14	140.	4.95	53	84	76	1	129	
855.21			24.7	0.845	95			(2?)	131	
885.10			8.3	0.279	140				129	128 possible
908.63	1310	7	162.	5.37	35	86	99	0	129	
920.17			5.8	0.191	200				129	128 possible
933.14	150	65	42.0	1.37	65	44	99	1	129	
941.37			4.1	0.134	300				130	
966.76			10.3	0.331	140				129	
976.31	610	16	74.5	2.38	50	142	70	1	131	
981.16			6.8	0.217	200	90	99		131	
992.98	160	95	15.5	0.49	150				131	
1000.6			9.5	0.300	150				134	

E eV	Γ meV	ϵ_{Γ} %	2 ag Γ_n meV	2 ag Γ_n^0 meV	$\epsilon_{\Gamma_n^0}$ ‰	Γ_{γ} meV	$\epsilon_{\Gamma_{\gamma}}$ %	J	A	Commentaires sur A
1028.9			10.5	0.33	200				129	
1034.4			25.0	0.78	100				131	
1053.5	410	20	85.5	2.63	50	194	43	1	129	
1068.2	540	21	69.0	2.11	60	106	99	(1)	131	130 probable, 129 et 131 possibles
1114.6			7.0	0.210	220					
1136.1	300	50	43.2	1.28	80				129	
1186.0	800	10	245.	7.11	45	183	47	1	129	
1199.0	380	24	98.3	2.84	55	132	70	1	129	
1231.8			10.0	0.285	400					128 ou 129
1234.2			28.0	0.80	150				129	
1296.1	480	50	47.0	1.30	85	124	99	(0?)	129	128 possible
1302.8	410	40	75.0	2.08	60	127	99	(2?)	131	
1322.7	650	65	31.0	0.852	130					128 ou 129
1334.2			15.0	0.411	160				131	132 possible
1355.3	470	20	145.	3.94	55	104	93	1	129	
1365.0			6.4	0.173	200				128	129 possible
1372.9			4.0	0.108	550					130 probable
1380.3			24.0	0.646	200					130 ou 131
1384.2			6.0	0.16	450					128 et 129 possibles
1399.8			9.0	0.241	280					130 probable, 129 et 131 possibles
1408.4			6.3	0.168	400				128	129 possible
1413.7			29.0	0.771	100				129	
1484.1	2430	10	190.	4.93	50	90	99		130	
1489.6			34.0	0.88	160				129	
1505.2	860	30	74.0	1.91	85	300	88	0	129	
1510.5	520	40	70.5	1.81	80				131	
1544.2			8.0	0.204	300					128 ou 129
1586.6			27.0	0.678	170				131	
1609.9			15.0	0.374	210				128	
1622.8			42.5	1.05	120				129	
1651.0			54.0	1.33	130				129	
1655.6	960	23	130.	3.19	65	470	48	2	131	
1664.4	580	35	95.0	2.33	68				129	
1714.8	120	98	31.	0.749	160	42	99	(1)	129	
1734.2	360	60	91.	2.18	70	130	99	1	129	
1743.2	290	95	67.	1.60	90				131	
1765.0			15.	0.357	240					130 probable, 131 possible;
1776.2			6.	0.142	600					129 à 132
1786.6	600	60	58.	1.37	110				129	
1814.2	750	17	225.	5.28	45	183	73	1	129	

E eV	Γ meV	$\epsilon \Gamma$ %	2 ag Γ_n meV	2 ag Γ_n^0 meV	$\epsilon \Gamma_n^0$ ‰	Γ_γ meV	$\epsilon \Gamma_\gamma$ %	J	A	Commentaires sur A
1839.5			8.	0.186	450					A $\leq$ 129
1844.6	960	40	62.	1.44	120				131	
1871.1	1640	9	349.	8.07	40	324	51	2	131	130 ou 131
1891.0			14.	0.322	250					129 à 131
1899.3			16.	0.367	250					
1907.3	1700	20	120.	2.75	80	793	44	(0)	129	
1921.4	480	38	141.	3.22	60	124	99	1	129	
1936.6			6.	0.136	600					A $\leq$ 129
1951.3			24.	0.543	180					129 probable, 130 possible
1957.2			70.	1.58	75					
1982.5	350	60	102.	2.29	80	-34	99	2	131	
1994.5	590	60	75.	1.68	100				131	
2013.8	490	40	138.	3.08	65	142	99	1	129	
2037.8	950	24	160.	3.54	65	547	42	(1?)	129	
2082.7	830	55	75.	1.64	120				131	
2090.7	760	22	245.	5.36	50	143	99	1	129	132 probable, 131 possible
2131.2	790	21	240.	5.20	50					
2149.4	1360	13	296.	6.38	50	244	79	2	131	130 ou 131 } se chevauchent et influent 132 ou 134 } l'une sur l'autre 128 ou 129 } presque confondues
2178.9	2570	25	146.	3.13	110					
2183.2			54.	1.16	160					
2207.6	1240	33	113.	2.41	100					130 ou 131
2211.3			38.	0.808	220					
2234.3			17.	0.360	320					
2262.0			4.	0.084	700					
2274.5	660	58	101.	2.12	100				129	
2305.9	420	95	72.	1.50	130				129	
2332.5			21.	0.435	280					126 possible
2346.4	2140	38	88.	1.82	150				129	
2355.9	630	40	181.	3.73	70	-52	99	2	131	
2410.8	220	99	42.	0.855	230				129	
2431.5	1100	35	172.	3.49	95	-1017	45		130	131 possible } se recouvrent 128 possible } partiellement 128 ou 129 }
2437.6	540	80	109.	2.21	130				129	
2454.8			28.	0.565	230					
2468.3	700	42	173.	3.48	75	264	99	1	129	
2521.5			29.	0.577	300					
2533.7			19.	0.377	450					
2542.6			39.	0.773	220					
2553.3	2200	20	310.	6.134	85	252	99	(1)	131	129 à 131
2565.9	6500	7	1420.	28.0	38	2923	22	1	129	130 possible

E eV	Γ meV	$\epsilon \Gamma$ %	$2 \text{ ag } \Gamma_n$ meV	$2 \text{ ag } \Gamma_n^o$ meV	$\epsilon \Gamma_n^o$ %	Γ_γ meV	$\epsilon \Gamma_\gamma$ %	J	A	Commentaires sur A
2577.5			43.	0.847	240				130	A $\leq$ 129 129 possible 128 ou 129
2597.0			5.	0.098	700					
2610.0			13.	0.254	600				130	
2614.9			35.	0.684	250					
2625.9			18.	0.351	450				129	128 ou 129 132 probable 129 ou 130
2639.9	1330	55	205.	4.00	150				130	
2645.6	2300	55	136.	2.64	240	625	99		128	
2755.8			38.	0.724	250					
2770.8			18.	0.342	500					130 ou 131 129 ou 130
2848.7			71.	1.33	220					
2874.9			28.	0.522	300					
2905.5			25.	0.461	340					
2913.6			14.	0.259	550					128 à 130 existence probable 129 à 134 129 et 130 possibles 130 ou 131, probablement double A $\geq$ 131 129 et 131 possibles Existence probable 129 et 130 possibles Voir remarque 2
2932.7	1240	55	120.	2.22	140	333	99	(0?)	129	
2963.1	1150	80	82.	1.50	200					
2971.8			23.	0.422	400					
2980.4	2820	26	192.	3.59	110	456	99		130	128 à 130 existence probable 129 à 134 129 et 130 possibles 130 ou 131, probablement double A $\geq$ 131 129 et 131 possibles Existence probable 129 et 130 possibles Voir remarque 2
2996.0			55.	1.00	190				129	
3003.2	2080	34	175.	3.19	120	-74	99		130	
3030.7	640	40	320.	5.81	65	44	99		132	
3089.6	850	44	266.	4.785	80	180	99	1	129	128 à 130 existence probable 129 à 134 129 et 130 possibles 130 ou 131, probablement double A $\geq$ 131 129 et 131 possibles Existence probable 129 et 130 possibles Voir remarque 2
3101.6	1290	40	212.	3.80	100				131	
3125.5			36.	0.643	290					
3130.0			14.	0.250	700					
3158.0										128 à 130 existence probable 129 à 134 129 et 130 possibles 130 ou 131, probablement double A $\geq$ 131 129 et 131 possibles Existence probable 129 et 130 possibles Voir remarque 2
3162.4			59.	1.05	210					
3207.8	1410	75	144.	2.54	230					
3214.7	1870	24	509.	8.98	80	587	85	1	129	
3228.5	1890	52	160.	2.81	150	1730	58			128 à 130 existence probable 129 à 134 129 et 130 possibles 130 ou 131, probablement double A $\geq$ 131 129 et 131 possibles Existence probable 129 et 130 possibles Voir remarque 2
3236.1			39.	0.685	250					
3257.3			102.	1.80	700					
3298.7	1680	60	146.	2.54	160	576	99	(0?)	130	
3305.8			7.	0.122	900				129	128 à 130 existence probable 129 à 134 129 et 130 possibles 130 ou 131, probablement double A $\geq$ 131 129 et 131 possibles Existence probable 129 et 130 possibles Voir remarque 2
3320.4	150	98	113.	1.96	140			1	129	
3339.4			21.	0.363	550					
3357.4	2840	28	254.	4.38	100	2586	32			
3441.3			91.	1.55	170					128 ou 129
3468.0	4540	15	541.	9.20	75	451	99	(0)	128	
3481.4			87.	1.47	250				129	

E eV	Γ meV	$\epsilon \Gamma$ %	$2 \text{ ag } \Gamma_n$ meV	$2 \text{ ag } \Gamma_n^0$ meV	$\epsilon \Gamma_n^0$ ‰	Γ_γ meV	$\epsilon \Gamma_\gamma$ %	J	A	Commentaires sur A
3509.5	1820	41	248.	4.19	120					131 probable, 132 possible
3530.5			59.	0.992	250					Voir remarque 3
3563.9	4650	21	378.	6.33	100	-4	99		130	
3600.0			62.	1.03	250					128 ou 129
3610.5			101.	1.68	180					probablement double, 131 et 132 possibles
3618.0			23.	0.382	600					
3631.1	1480	38	347.	5.76	90	606	97	1	129	128 ou 129
3651.6			52.	0.860	300					Voir remarque 4
3690.4	5690	12	711.	11.7	75					
3757.6			21.	0.342	650					
3774.0			79.	1.28	200					129 ou 130
3818.5	6240	12	816.	13.2	75	73	99	0	129	
3827.2			68.	1.10	320					
3853.9	2910	17	620.	10.0	70	1755	31		132	131 possible
3867.9			55.	0.884	300					
3890.4			55.	0.881	300					
3929.0			100.	1.59	700					
3945.3	7360	10	1110.	17.7	60	388	99	(1)	131	
3971.1			37.	0.587	480					
4002.6	1100	80	260.	4.11	130				129	128 possible
4022.3	1220	40	512.	8.07	80	-70	99	1	129	
4082.3	1000	70	389.	6.09	100	20	99	1	129	130 possible

REMARQUES :

- 1 - Ces résonances ne furent identifiées qu'avec l'échantillon de Xe enrichi en isotopes légers. Les largeurs neutroniques sont :
- à 86,56 eV

$2 \text{ ag } \Gamma_n^0 = 0,024 \text{ meV}$
- à 249,5 eV

$2 \text{ ag } \Gamma_n^0 = 0,02 \text{ meV}$
- avec $a = 4,54 \cdot 10^{-3}$ pour le 124 Xe,

$= 3,44 \cdot 10^{-3}$ pour le 126 Xe
- 2 - Ce niveau (3357 eV) est très probablement double ; la résonance principale serait due au 129 Xe, l'autre, dans le flanc à basse énergie, à un isotope léger (128 possible).
- 3 - Ce niveau (3357 eV) est double, la résonance d'énergie la plus faible étant due à un isotope de $A \leq 129$, l'autre de $A \geq 131$.
- 4 - Ce niveau (3690 eV) est probablement double, la résonance principale étant probablement due à l'isotope 129.

- d'une part, l'épaisseur de l'échantillon n'étant pas assez grande, une erreur de 2 % sur T entraîne une erreur de 1,2 barn sur σ et donc de 12 % sur R' .
- d'autre part, il est nécessaire d'apporter une correction pour tenir compte de la section efficace potentielle du fluor - laquelle vaut 3,6 barns, mais avec une erreur de 0,2 barn, qui s'ajoute, doublée à la précédente.
- enfin, il faut ici comme toujours se méfier des impuretés possibles, qui affecteront peu les paramètres, mais davantage R' ; dans ce cas, par exemple, nous n'avons pas de renseignements sur la présence éventuelle de tétrafluorure ou d'hexafluorure de Xe.

Il peut être possible de déterminer R' par l'étude de l'interférence potentielle, Cette étude fut effectuée par Silver [V. 11] pour les résonances à 9,6 et 14,4 eV ; la valeur adoptée pour R' est celle rendant minimum χ^2 , somme des carrés des écarts entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales. Nous avons fait de même pour quelques autres résonances. Les résultats sont donnés dans le tableau V.14.

TABLEAU V.14
Valeur de R' , rayon effectif, déterminé par l'analyse de
l'interférence potentielle

Isotope	Xe 129					Xe 131				Xe 132
Energie eV	9,6	92	125	162	185	14,4	209	283	450	643
$2 \text{ ag } \Gamma_n$ meV	4,2	32,0	42,6	26,4	30,5	57	22,0	51,8	206	1250
Valeur de R' - fm	6,3	5,8	5,2	5,4	5,9	6,2	5,8	5,8	4,8	5,7

Il apparaît une assez grande dispersion des valeurs, probablement d'origine expérimentale. En donnant un poids double aux deux premiers niveaux (9,6 et 14,4 eV), nous pouvons calculer une moyenne et lui affecter une erreur (écart type).

$$R' = 5,8 \pm 0,4 \text{ fm}$$

4° - Evaluation de la cohérence des résultats

Nous examinerons là encore trois critères :

a) Densité des niveaux en fonction de l'énergie. Elle est représentée par la figure V.12. Il apparaît que l'on perd des niveaux à partir de 750 eV.

Il peut être intéressant d'examiner la densité des niveaux identifiés avec quasi-certitude pour chaque isotope ; elles sont représentées par la figure V.13. Il apparaît que la densité des niveaux du Xe 129 identifiée est à peu près constante jusqu'à 2 200 eV, alors que pour le Xe 131 il y a apparemment deux densités : une jusqu'à 500 eV (à peu près égale à celle du Xe 129) et l'autre de 500 à 2 200 eV. Le nombre de niveaux identifiés diminue rapidement au-delà de 2 200 eV. Il sera nécessaire, lors de l'analyse des résultats, d'étudier séparément les niveaux jusqu'à 2 200 eV et les autres.

Il n'est pas possible de juger de la constance de cette densité pour les autres isotopes car le nombre de niveaux identifiés est trop faible, y compris dans les cas du Xe 130 et du Xe 128.

b) Fonction densité. La somme de $g \Gamma_n^0$ en fonction de l'énergie a été tracée pour les isotopes 129, 131, 130 et 128. La pente est très régulière pour le Xe 129, même au-delà de 2 200 eV. Elle diminue légèrement, pour $E > 2\,500$ eV, dans le cas du Xe 131 : mais il est apparent que S_0 sera très affectée par les niveaux à 14 et à 3 945 eV.

Le nombre de niveaux étudiés pour les Xe 130 et 128 est trop faible pour conclure : nous pouvons seulement dire que les fluctuations dues à des grands niveaux paraissent plausibles.

c) Largeur radiative. Il est important de savoir si Γ_γ est bien évalué car le spin d'un grand nombre de niveaux fut déterminé d'après les valeurs possibles de Γ_γ . Mais la largeur radiative est difficile à déterminer : un certain nombre des résonances étudiées sont probablement doubles.

La figure V. 14 représente les valeurs de Γ_γ de 0 à 4 100 eV, les barres d'erreur portées en pointillé correspondant à des moyennes ; la dernière valeur portée est la moyenne des Γ_γ figurant dans le tableau V. 13 pour les niveaux de 2 500 à 4 100 eV. Certaines valeurs de Γ_γ n'ont pas été prises en compte, à savoir celles des niveaux à 1 907 - 2 037 - 2 565 - 3 228 - 2 431 - 3 357 et 3 853 eV ; ces niveaux sont probablement doubles.

Les grandes barres d'erreur ne sont pas exactes : une erreur de 99 % signifie que l'erreur est très grande devant la mesure, mais que celle-ci a un sens. Nous en donnons deux exemples :

1) Pour la résonance à 3 563 eV, nous avons obtenu :

$$\Gamma = 4\,650 \pm 980 \text{ meV} \qquad 2 \text{ ag } \Gamma_n = 378 \pm 38 \text{ meV}$$

Ce niveau fut attribué au Xe 130 d'après l'expérience avec Xénon lourd et Xénon léger.

D'où :

$$\Gamma_n = 4\,654 \pm 460 \text{ meV} \qquad \Gamma_\gamma = 4 \pm 1\,100 \text{ meV}$$

alors qu'aucune autre attribution isotopique ne donne une valeur de Γ_γ plausible (celle qui conviendrait le mieux après l'attribution de ce niveau au 130 Xe serait Xe 129, $I = 0$ d'où

$\Gamma_n = 2\,860 \pm 280$ meV et $\Gamma_\gamma = 1\,790 \pm 1\,000$ meV) : cette valeur de Γ_γ constitue donc une confirmation de l'attribution isotopique.

2) Pour la résonance à 4 022 eV attribuée au Xe 129 nous avons obtenu :

$$\Gamma = 1\,220 \pm 490 \text{ meV} \qquad 2 \text{ ag } \Gamma_n = 512 \pm 40 \text{ meV}$$

$$\text{d'où si } J = 0 \quad \Gamma_n = 3\,870 \pm 300 \text{ meV} \qquad \Gamma_\gamma = -2\,650 \pm 600 \text{ meV}$$

$$J = 1 \quad \Gamma_n = 1\,290 \pm 100 \text{ meV} \qquad \Gamma_\gamma = -70 \pm 500 \text{ meV}$$

De la détermination de Γ_γ résultent donc, d'une part, la confirmation de l'attribution isotopique et d'autre part, la détermination non ambiguë du spin.

L'examen de la figure V. 14 semble indiquer une légère augmentation de Γ_γ avec l'énergie. Mais cette augmentation n'est peut être pas significative, les barres d'erreurs étant très grandes, et peut être expliquée par un élargissement apparent des grandes résonances par des petites non résolues.

5° - Comparaison avec d'autres résultats

Il en existe assez peu, les plus récents étant ceux obtenus par MANN et al avec un chopper rapide en 1959 [V. 13] ; ils utilisaient également des échantillons enrichis en isotopes lourds et légers ; ils disposaient de quantités moindres que nous (185 cm^3 pour chaque échantillon) mais avec des enrichissements plus grands : le rapport des enrichissements entre Xe lourd et

léger était supérieur à 700 pour le Xe 124 contre 31 pour nous, et valait 0,008 pour le Xe 136 contre 0,106 pour nous. Mais leur résolution était médiocre, et ils ne purent donner les paramètres au-delà de 150 eV.

a) Attribution isotopique. Il y a accord entre leurs 6 attributions isotopiques et les nôtres.

b) Largeurs neutroniques. Le tableau V. 15 représente la comparaison de nos valeurs de $2 g \Gamma_n$ avec celles données par MANN et al - à l'exception de la résonance à 126 eV, non attribuée par ces derniers, et pour laquelle la valeur portée est $2 a g \Gamma_n$. L'accord est bon, sauf pour la résonance à 9,57 eV.

c) Autres paramètres. Aucune autre valeur n'était donnée ; nous signalerons seulement la valeur de Γ_γ déterminée pour la résonance à 0,084 eV du Xe 135, à savoir $90,7 \pm 0,7$ meV [V. 14].

D - GADOLINIUM - 155 et 157

L'étude du gadolinium fut d'abord entreprise par SAMOUR et al [V. 15]. Notre but initial était d'en étudier la section efficace de diffusion afin de déterminer le spin des plus grandes résonances.

1° - Conditions expérimentales

Le Laboratoire d'Oak Ridge nous prêta deux échantillons de Gd^{203} de 2 grammes chacun respectivement enrichis en Gd 155 et en Gd 157 (voir tableau V. 16) avec lesquels nous pûmes effectuer des mesures de diffusion et de transmission.

TABLEAU V. 16

Composition des échantillons enrichis en 155 Gd et 157 Gd

Isotope	152	154	155	156	157	158	160
Gd 155	traces	0,24	94,4	2,84	0,98	1,03	0,51 %
Gd 157	traces	0,07	0,64	1,66	93,7	3,11	0,83 %

Nous effectuâmes également quelques expériences avec du Gd naturel sous forme de Gd^{203} (transmission) ou de plaques métalliques (diffusion). Les conditions expérimentales sont représentées dans le tableau V. 17.

En transmission, la surface utile n'était que de 1 cm^2 . Pour une expérience durant 18 heures pour chaque isotope, le comptage par canal était compris entre 4 000 et 20 000, et était donc très satisfaisant. Mais le bruit de fond était important surtout pour la séquence de transmission : il était de 65 % à 6 eV, de 45 % à 20 eV et de 30 % vers 100 eV.

Deux expériences de diffusion furent effectuées : une avec les isotopes séparés et l'ancien détecteur, l'autre avec une plaque mince de Gd et le nouveau détecteur.

La figure V. 15 illustre les conditions de résolution expérimentale.

2° - Paramètres des niveaux identifiés

La liste en est donnée par le tableau V. 18 avec, comme précédemment, les valeurs primaires déterminées par l'analyse de forme en colonnes 1, 2 et 4, les erreurs relatives sur

TABLEAU V. 15
Xénon - Comparaisons des largeurs neutroniques

E eV	Isotope	2 g Γ_n - meV	
		nos résultats	MANN et al.
5, 16	124		
9, 57	129	8, 85 $\pm$ 0, 40	11 $\pm$ 1
14, 41	131	270 $\pm$ 11	280 $\pm$ 40
46, 0	131	13, 6 $\pm$ 0, 7	13 $\pm$ 3
75, 58	131	13, 7 $\pm$ 0, 7	9, 3 $\pm$ 2, 8
92, 25	129	121 $\pm$ 7	140 $\pm$ 40
125, 84		42, 6 $\pm$ 2, 1	36 $\pm$ 8

TABLEAU V. 17
Gadolinium - Conditions expérimentales

	Bornes énergie eV	Epaisseur at/b	Longueur de vol m	Accélérateur		Sélecteur		Tempé- rature °K
				Fré- quence c/s	Largeur ns	Nombre canaux	Largeur ns	
1	1, 5 à 4 4 à 9 9 à 28 28 à 94 94 à 270	Gd^{155} 0, 00658 Gd^{157} 0, 00686 <u>Gd natu- rel</u>	16, 7	500	110	4 096	800 400 200 100 50	293
2	15 à 18 18 à 85 85 à 250	Gd^{155} Gd^{157} 0, 00085	12, 5	500	110	1 024	800 400 200	293
3	15 à 130 130 à 260	<u>Gd natu- rel</u> 0, 00030	32, 2	1000	25 à 30	4 096	200 100	293

- 1 : transmission
2 : diffusion ancien détecteur
3 : diffusion nouveau détecteur

TABLEAU V. 18

VALEURS DES PARAMETRES DES RESONANCES DU ¹⁵⁵Gd

E eV	Γ meV	ε % Γ	2 g Γ _n meV	2 g Γ _n ^o meV	ε % Γ _n	Γ _γ meV	ε % Γ _γ	J	Remarques
0.0268	108	1	0.130	0.806	20	108	1	2	1
2.01	110	1	0.280	0.197	10	110	1	1	1
2.57	113	1	2.18	1.359	10	111	1	2	1
3.62			0.033	0.017	150				
6.31	92	36	2.96	1.18	350	90	37		
7.76	94	20	1.49	0.534	170	93	20		
10.02	110	8	0.234	0.073	40	110	8		
11.52	117	10	0.475	0.139	40	116	10		
11.99	101	10	1.34	0.386	60	100	10		
14.50	98	10	2.58	0.677	80	96	10		
17.76	114	40	0.490	0.116	90	114	40		
19.91	123	24	5.30	1.187	40	119	25	2	3
21.03	99	24	18.6	4.06	60	84	30	2	2, 3
23.40	133	30	0.680	0.140	280	132	30		
23.69	107	15	2.76	0.567	100	105	15		
27.56	126	16	0.856	0.163	50	125	16		
29.58	132	20	4.81	0.884	100	128	21	2	3
30.13	190	32	10.0	1.82	260	182	34	2	3
31.73	139	15	1.41	0.250	60	138	15		
33.15	174	10	1.70	0.295	150	172	10	(1?)	3
33.52	116	30	1.19	0.205	150	115	30		
34.83	158	15	4.46	0.455	60	152	15	1	3
35.48	120	20	2.30	0.386	50	118	20	2	3
37.10	126	20	3.56	0.584	240	121	21	1	3
37.32	133	60	1.10	0.180	700	132	61		
39.02	119	22	1.32	0.211	60	118	22		
43.43			0.622	0.094	140				
43.97	173	18	11.7	1.77	120	157	19	(1)	3
46.11	129	16	2.62	0.385	550	126	16		
46.92	141	16	6.69	0.976	80	136	17	(2)	3
47.76			0.315	0.045	270				
51.41	155	30	12.7	1.77	120	138	33	1	3
52.17	149	27	14.6	2.02	120	129	30	1	3
53.04			1.50	0.205	80				
53.77	149	16	9.74	1.33	70	141	17	2	3
54.81			0.064	0.008	700				
56.28	133	14	2.88	0.383	50	129	14		
57.93			0.283	0.037	180				
58.46			0.100	0.013	950				
59.48	136	14	8.43	1.09	60	129	15	2	3
60.45			0.323	0.041	190				
62.12			0.089	0.011	650				
62.93	137	18	10.4	1.31	90	129	19	2	3
64.18			0.278	0.034	220				
65.28	471	25	1.23	0.152	140	470	25		
68.98			0.450	0.054	400				
69.68	196	46	7.18	0.860	220	187	48	1	3
76.19			0.227	0.026	450				
77.10	155	70	1.91	0.217	180	153	71		
77.91			0.828	0.093	400				
79.02	131	36	4.96	0.557	70	126	37		
81.00			1.59	0.176	200				
84.27	145	34	6.11	0.665	180	140	36		
85.21	89	75	2.15	0.232	160	87	77		

TABLEAU V. 18 (Suite)

VALEURS DES PARAMETRES DES RESONANCES DU ^{157}Gd

E eV	Γ meV	$\epsilon \Gamma$ %	$2 g \Gamma_n$ meV	$2 g \Gamma_n^o$ meV	$\epsilon \Gamma_n$ ‰	Γ_γ meV	$\epsilon \Gamma_\gamma$ %	J	Remarques
0.031	107	1	0.590	3.35	20	106	1	2	1
2.83	97	1	0.430	0.255	10	97	1	2	1
16.24	116	45	0.296	0.073	260	116	45		
16.81	140	22	15.0	3.66	190	128	25	2	3
20.57	141	27	14.4	3.17	240	129	30	2	3
21.64	114	20	0.458	0.098	80	114	20		
23.32	123	30	0.480	0.99	450	123	30		
25.41	97	17	2.47	0.490	610	95	18		
40.18	111	18	1.01	0.159	50	110	18		
44.24	119	12	11.5	1.73	90	110	14	2	3
48.83	142	11	31.8	4.55	100	117	14	2	3
57.43			0.263	0.34	220				
58.46	177	16	32.0	4.19	130	134	20	1	3
66.72	144	12	12.3	1.50	60	128	15	1	3
81.58	137	26	21.6	2.39	140	108	32	1	3
82.36	135	25	8.46	0.932	80	(127)	28		
87.46	147	12	13.5	1.44	60	136	13	(2)	3
96.93	149	12	15.2	1.54	50	137	13	(2)	3
100.53	145	16	35.1	3.50	110	98	25	1	3
105.32	151	16	61.2	5.96	120	102	25	2	2, 3
107.76	181	18	6.9	0.664	60	174	20		
110.07			0.64	0.061	500				
110.96	161	28	54.7	5.19	180	117	40	(2)	3
115.82	146	16	25.2	2.34	80	112	21	(1)	3
121.34	314	14	157.	14.3	120	105	47	1	2, 3
135.93			1.06	0.090	180				
138.70	139	14	66.3	5.63	220	86	24	2	2, 3
139.58	123	80	11.1	0.938	250	(112)	88		
146.47	171	17	75.3	6.22	140	111	30	2	3
149.09	163	18	16.9	1.38	50	139	23	1	3
157.33	149	20	24.7	1.97	70	(124)	25		
165.72	167	20	25.7	2.00	70	146	23	2	3
169.00	81	95	2.48	0.190	280	79	97		
170.29	225	95	4.03	0.308	340	221	96		
172.26	314	35	94.7	7.22	240	188	60	1	2, 3
176.99			0.25	0.018	800				3
179.33	162	28	20.9	1.56	50	145	33	(2)	3
184.93	131	34	22.0	1.61	60	113	40	2	3
191.80	163	12	25.5	1.84	70	129	16	(1?)	3
195.62	184	26	58.3	4.17	140	106	43	(1)	3
204.15	210	85	8.71	0.609	160	201	86		
206.88			2.1	0.146	350				
208.90	265	28	132.	9.14	220	159	50	2	3
218.44	86	95	7.4	0.500	110	79	96		
222.41	1160	30	8.6	0.578	150	1150	30		4
229.74	119	90	11.5	0.756	80	108	95		
240.98	412	15	185.	18.4	120	32	99	1	2, 3
244.58			3.27	0.209	280				
248.23	104	98	13.0	0.822	110	91	99		

TABLEAU V. 18 (Fin)

VALEURS DES PARAMETRES DES RESONANCES D'ISOTOPES PAIRS DU GADOLINIUM.

E eV	Γ meV	ϵ_{Γ} %	$2 \text{ ag } \Gamma_n$ meV	$2 \text{ ag } \Gamma_n^0$ meV	ϵ_{Γ_n} %	Γ_{γ} meV	$\epsilon_{\Gamma_{\gamma}}$ %	Isotopes	Remarques
22.4			80	16.9	300			154 (?)	5
22.42			6	1.27	150			158	
33.23	116	20	16	2.77	60	100	24	156	
80.35	210	22	84	9.39	60	126	40	156	
151.17	269	75	57	4.64	240	212	95	156	
202.9			41	2.88	350			156	

Autres niveaux dus aux isotopes pairs du Gd à 3,80 - 10,56 - 12,45 - 18,72 - 24,67 - 39,42 - 41,5 - 50,1 - 61,18 - 65,42 - 74,5 et 200 eV.

Signification des chiffres figurant dans la colonne "Remarques".

- 1 - Paramètres relevés d'après les travaux d'autres laboratoires (réf. V 14)
- 2 - Spin attribué (avec plus ou moins de certitude) d'après la transmission.
- 3 - Spin attribué d'après la diffusion.
- 4 - Niveau peut être double
- 5 - Confondue avec résonance du Gd 158 - probablement due au Gd 154.

Γ et $2 g \Gamma_n$ figurant dans les colonnes 3 et 6. Les valeurs de Γ_γ déduites sont en colonne 7 et les erreurs relatives correspondant en colonne 8, les spins en colonne 9 ; la dernière contient des remarques.

Les spins furent attribués grâce aux expériences de diffusion ; il ne fut pas possible de les attribuer d'après la transmission, sauf pour 3 ou 4 niveaux du Gd 157, car $2 g \Gamma_n$ est trop petit devant Γ_γ . Il est à signaler que ces valeurs de spin ont été confirmées par des expériences préliminaires de ASGHAR (voir III).

3° - Rayon effectif

Nous n'avons pas pu le déterminer par quelque méthode que ce soit. Il est en effet impossible de mesurer avec précision la section efficace potentielle car :

- l'épaisseur des échantillons est faible, et une erreur de 1 % sur la transmission donnera une erreur de 1,5 barn sur σ_p soit de 10 à 15 % sur le rayon.
- une teneur en eau de 1 % en masse donne une erreur de 0,44 barn sur σ_p , soit de 3 à 5 % sur le rayon. Or cette teneur est faible, mais non connue.
- il faut apporter enfin une correction pour l'oxygène. L'erreur résultant de cette correction serait néanmoins faible par rapport aux précédentes;

De plus, il n'est pas possible d'analyser le terme d'interférence potentiel car l'espace moyen est faible : les largeurs neutroniques sont petites et les résonances, proches les unes des autres, se recouvrent.

4° - Evaluation de la cohérence des résultats

a) La densité des niveaux identifiés est constante de 0 à 85 eV pour le Gd 155 (figure V.16) et jusqu'à 250 eV pour le Gd 157 (figure V.17).

b) La somme des largeurs neutroniques réduites en fonction de l'énergie est représentée sur les figures VII.12 et VII.13 pour les isotopes 155 et 157. La pente semble à peu près constante - étant donné le petit nombre des niveaux analysés - à l'exception peut-être de la zone au-delà de 60 eV dans le cas du Gd 155 : la pente est nettement plus faible, mais nous ne savons pas si cela est significatif.

c) Largeurs radiatives. Nous avons porté sur la figure V.18 celles dont la barre d'erreur est inférieure ou égale à 25 meV. Pour le 155 comme pour le 157, la valeur moyenne que nous déterminons est supérieure à celle donnée par H.B. MOLLER et al. [V.22] pour les 2 ou 3 niveaux en-dessous de 3 eV (respectivement 121 et 120 meV contre 110 et 102 meV). Et il semble qu'il y ait, dans le cas du Gd 155, une augmentation de la valeur de $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ avec l'énergie. Mais il est probable que ni cette croissance ni la constance de Γ_γ dans le cas du 157 Gd ne sont significatifs étant donnée la qualité moindre de l'expérience du fait, d'une part, du bruit de fond élevé (surtout à basse énergie), d'autre part, de l'épaisseur relativement faible des échantillons (environ 0,0067 at/b, contre 0,24 pour le Rh - 0,12 pour le Th - 0,018 pour le Xe) alors que la valeur moyenne de la largeur neutronique réduite est plus faible. L'existence d'un petit espace moyen devrait permettre l'étude de plusieurs résonances à basse énergie (en dessous de 20 eV) : mais c'est justement dans cette zone que le bruit de fond est le plus important. L'existence des résonances des isotopes pairs et du Gd 157 peut également fausser l'analyse des résonances du Gd 155 ; ce défaut sera moins remarqué pour le Gd 157, qui a une largeur neutronique moyenne trois fois plus grande.

5° - Comparaison avec d'autres résultats

Plusieurs expériences furent effectuées sur le Gd, la plus récente étant celle de MUGHABGHAB à Brookhaven [V. 16]. Il fit des mesures de transmission avec un chopper en utilisant des échantillons enrichis à 70 à 75 %. Il faut également citer des attributions de spin par transmission de neutrons polarisés avec des échantillons de Gd également polarisés [V. 17].

a) Identification des niveaux et attribution isotopique. Nous identifions davantage de niveaux que les autres auteurs - MUGHABGHAB notamment - (Gd 155 : 54 contre 34 - Gd 157 : 49 contre 24) parce que nous avons une meilleure résolution : nous allons plus haut en énergie et séparons mieux les résonances. Il y a très bon accord en ce qui concerne les attributions isotopiques, sauf pour 2 résonances du Gd 155 à 40,8 et 49 eV : nous n'avons pas retrouvé la première, et pensons que la seconde, effectivement détectée lors de l'expérience avec l'échantillon enrichi en Gd 155, est principalement due au Gd 157. Il faut remarquer que les grands niveaux du Gd 157 et des isotopes pairs peuvent cacher des petits niveaux du Gd 155.

b) Energies. Nos mesures furent effectuées avec une base de vol courte, dont nous ne connaissons pas très précisément la longueur ; et nous pouvons craindre des erreurs systématiques. La comparaison avec les résultats précédemment publiés montrent :

- un très bon accord en dessous de 10 eV
- que nos énergies sont systématiquement plus petites d'environ 0,12 eV pour les résonances entre 10 et 18 eV

- alors qu'au dessus de 19 eV elles sont plus grandes d'à peu près 0,12 eV, les écarts moyens étant indépendants de l'énergie jusqu'à 60 eV. Ils ne sont plus significatifs au-delà.

Nous ne voyons pas d'explication à cela ; en particulier, nous avons couvert toute la zone étudiée en une seule fois, et il n'y a aucun changement de largeur de canal vers 19 eV qui aurait peut être pu expliquer ce changement. Aussi concluerons nous que les énergies sont correctement évaluées.

c) Largeurs neutroniques. Les résultats pour quelques résonances des isotopes 155 et 157 sont représentés dans le tableau V. 19. La dispersion des résultats est assez grande et souvent incompatible avec les barres d'erreurs. Surtout, il faut noter des discordances très importantes dans quelques cas :

- résonance à 44 eV du Gd 155. Le facteur 2 entre nos mesures et celles de MUGHABGHAB et de SIMPSON peut être due à une évaluation différente de l'influence de la résonance à 44,2 eV du Gd 157 (en particulier MUGHABGHAB et SIMPSON ne disposaient que d'un échantillon enrichi à 75 % en Gd 155 - et leur résolution à 44 eV, de l'ordre de 0,4 eV, est insuffisante pour les séparer).

- résonance à 52 eV du Gd 155 : nous trouvons une largeur neutronique inférieure d'un facteur 3 à celle donnée par MUGHABGHAB ; nous ne voyons pas d'explication.

- résonances à 138,7 et 139,1 eV du Gd 157 : elles ne furent pas séparées par MUGHABGHAB ; il obtient une largeur neutronique à peu près égale au double de la somme de celles que nous obtenons.

- résonances à 144,4 et 149,1 eV du Gd 157. Nous trouvons pour la première à peu près le double, pour la seconde moins de la moitié des valeurs obtenues par MUGHABGHAB.

Il apparaît donc de grandes discordances entre les différents résultats expérimentaux. Il faut noter que nos erreurs expérimentales sont souvent plus grandes que celles de MUGHABGHAB à basse énergie : ceci est la conséquence du bruit de fond élevé que nous avons, alors que l'amélioration de la résolution n'ajoute pas grand chose à la qualité de nos résultats par

TABLEAU V. 19

Gadolinium

E	2 g Γ_n - meV			Γ_γ meV		
	ce travail	Mughabghab	Simpson	ce travail	Mughab.	Simpson
	I - Gd ¹⁵⁵					
6,31	3,0 $\pm$ 1	2,5 $\pm$ 0,2	3,14 $\pm$ 0,12	90 $\pm$ 33		106 $\pm$ 20
7,76	1,5 $\pm$ 0,25	1,04 $\pm$ 0,11	1,54 $\pm$ 0,08	93 $\pm$ 19		142 $\pm$ 58
10,02	0,234 $\pm$ 0,01		0,18 $\pm$ 0,06	110 $\pm$ 9		
11,52	0,475 $\pm$ 0,01		0,48 $\pm$ 0,08	116 $\pm$ 12		
11,99	1,34 $\pm$ 0,08	0,90 $\pm$ 0,30	0,86 $\pm$ 0,26	100 $\pm$ 10		137 $\pm$ 120
43,97	11,7 $\pm$ 1,4	22,5 $\pm$ 1,8	21,8 $\pm$ 11	157 $\pm$ 30		
46,11	2,6 $\pm$ 1,4	2,8 $\pm$ 0,3	3,4 $\pm$ 1,0	126 $\pm$ 20		
46,92	6,69 $\pm$ 0,5	8,3 $\pm$ 0,8	12 $\pm$ 2	136 $\pm$ 21		
51,41	12,7 $\pm$ 1,5	15,8 $\pm$ 2,2		138 $\pm$ 45		
52,17	14,6 $\pm$ 1,8	42,9 $\pm$ 4,7		129 $\pm$ 40		
	II - Gd ¹⁵⁷					
16,81	15,0 $\pm$ 2,9	17,3 $\pm$ 1,4	20,6 $\pm$ 2,2	128 $\pm$ 30		85 $\pm$ 16
20,57	14,4 $\pm$ 3,5	13,6 $\pm$ 0,6		129 $\pm$ 38		
21,64	0,46 $\pm$ 0,04	0,49 $\pm$ 0,09		114 $\pm$ 22		
23,32	0,48 $\pm$ 0,20	0,63 $\pm$ 0,05		123 $\pm$ 40		
25,41	2,47 $\pm$ 0,25	2,08 $\pm$ 0,20		95 $\pm$ 16		
40,18	1,01 $\pm$ 0,05	1,02 $\pm$ 0,17		110 $\pm$ 20		
44,24	11,5 $\pm$ 1,0	13 $\pm$ 2	10 $\pm$ 5	110 $\pm$ 14	65 $\pm$ 20	
48,83	31,8 $\pm$ 3	27,2 $\pm$ 1,6	24,6 $\pm$ 2,6	116 $\pm$ 16	105 $\pm$ 10	86 $\pm$ 34
138,7	66,3 $\pm$ 14	} 141 $\pm$ 18		72 $\pm$ 24		
139,1	11,1 $\pm$ 2,8					
144,4	75,3 $\pm$ 10,5			95 $\pm$ 32		
149,1	16,9 $\pm$ 0,9			140 $\pm$ 28		
157,33	24,7 $\pm$ 1,8			124 $\pm$ 30		

rapport à ceux de MUGHABGHAB.

d) Largeurs radiatives. Les barres d'erreurs sont telles qu'il n'y a rien à dire sur ce point. Il faut seulement noter que SIMPSON obtient des valeurs plus précises que nous à basse énergie.

e) Spins. Nous n'avons pu attribuer des spins qu'au-delà de 4 eV. La comparaison ne peut porter que sur trois niveaux : les résultats figurent dans le tableau V.20. L'accord est satisfaisant.

TABLEAU V.20

Gadolinium

Isotope	E eV	J			
		nous	Stolovy	Carpenter	Poortmans
Gd 155 }	6,31	2	2	1	2
	11,52	1		1	
Gd 157	16,81	2			

VI - ETUDE DE LA DISTRIBUTION DES PARAMETRES

A - LARGEURS PARTIELLES

1° - Rappels théoriques

a) Cas d'une population

Par ce terme nous entendons l'ensemble des niveaux de même spin et excités par l'interaction de neutrons de même moment orbital 1.

Les premières études portèrent sur la distribution des largeurs neutroniques réduites, relativement aisées à mesurer et qui variaient beaucoup.

α - En 1955 HUGHES et HARVEY [VI. 1] comparèrent quelques résultats avec des lois de la forme $x^{-1/2} \exp(-1/2 x)$ et $\exp(-x)$. En 1956 PORTER et THOMAS [VI. 2] montrèrent qu'une loi de la forme $x^{-1/2} \exp(-1/2 x)$ décrivait mieux les résultats expérimentaux disponibles, d'une part - et pouvait recevoir une justification théorique d'autre part. Depuis de nombreuses analyses ont confirmé que cette loi permettait une bonne description des résultats expérimentaux.

PORTER et THOMAS firent remarquer que cette loi correspondait à une distribution normale de $x^{1/2}$, donc de γ (voir I). Ils justifièrent cette loi de distribution de γ par le raisonnement suivant : γ est proportionnel à l'intégrale de X_λ , fonction d'onde propre, par $\psi \alpha$, fonction d'onde de la voie neutron. Cette intégrale résulte de la contribution d'un grand nombre de "cellules" de l'espace de configuration, la contribution de chaque cellule étant aléatoire et de valeur moyenne nulle ; par suite du théorème de la limite centrale, de la somme de ces contributions résulte une distribution normale de valeur moyenne nulle.

D'autres méthodes d'étude de cette distribution, élaborées depuis 1956, confirment la distribution normale de la largeur neutronique réduite. En 1958 BLUMBERG et PORTER [VI. 3] ont montré que la distribution suivant une gaussienne des amplitudes des largeurs réduites $\gamma_{\lambda c}$ (voir I) résultait de l'hypothèse de la distribution aléatoire suivant une loi normale des éléments de l'hamiltonien du noyau composé. En 1963 KRIEGER et PORTER [VI. 4] ont obtenu la même distribution, en tenant compte de l'existence de plusieurs voies, en supposant que :

- Les lois de probabilité des largeurs partielles d'un niveau sont indépendantes des autres niveaux,

- la fonction de distribution des $\gamma_{\lambda c}$ est invariant de forme par transformation orthogonale propre des fonctions propres X_λ .

La première de ces suppositions est liée à l'hypothèse des éléments de matrice aléatoires, la seconde résulte d'une distribution gaussienne de ces éléments de matrice mais est plus générale.

Ces auteurs ont également montré que seule une corrélation positive entre largeurs réduites d'un même niveau peut exister.

β - La loi $x^{-1/2} \exp(-1/2 x)$ est en fait un cas particulier de la loi distribution en χ^2 :

$$p(x, \nu) = \frac{1}{\Gamma(\frac{\nu}{2})} \left(\frac{\nu x}{2}\right)^{\frac{\nu}{2}-1} e^{-\frac{\nu}{2} x} \frac{\nu}{2} dx$$

où ν (nombre de degrés de liberté) est égal à 1. Cette loi est caractérisée par une moyenne $\bar{x} = 1$ et une variance

$$\text{Var}(x) = 2 / \nu$$

La distribution des largeurs résultant de la somme de plusieurs largeurs partielles (cas de la fission et de la capture) ne peuvent plus être décrites par une loi en χ^2 à 1 degré de liberté. Si chaque largeur partielle suit une loi en χ^2 , si elles sont indépendantes et si leurs valeurs moyennes sont égales la distribution résultante est une loi en χ^2 dont le nombre de degrés de liberté est égal au nombre de largeurs partielles.

γ - En général une largeur résultante est la somme de plusieurs largeurs partielles de valeurs moyennes inégales ; la loi résultante dépend de plusieurs paramètres (nombre de largeurs partielles, leurs nombres de degrés de liberté, leurs valeurs moyennes). Nous pouvons toujours caractériser la loi résultante par un nombre de degrés de liberté équivalent :

$$\nu_{eq} = 2/(\text{variance normalisée})$$

Nous montrons en annexe 5 que la somme des degrés de liberté des lois composantes est toujours supérieure (ou égale) à ν_{eq} .

b) Mélange de population

Il peut se faire que la distribution d'un paramètre concerne en fait plusieurs "populations", c'est-à-dire plusieurs ensembles de niveaux caractérisés par des nombres quantiques différents. C'est le cas pour le rhodium avec 5 populations :

1 = 0 avec $J = 0^-$ ou 1^- et

1 = 1 avec $J = 0^+, 1^+$ ou 2^+ .

α - Distribution résultante. Cas de 1 degré de liberté

Les courbes I et II de la figure VI.1 représentent la distribution en χ^2 à 1 degré de liberté de deux familles de paramètres Γ_i , la famille II ayant 3 fois plus de niveaux que la première, et une largeur moyenne $\bar{\Gamma}_2$ quatre fois plus grande ($\bar{x}_2 = 2 \bar{x}_1$); La courbe III, en traits pleins, correspond à la somme des deux ; la courbe IV, en pointillé, représente la meilleure description de cette somme par une loi en χ^2 à 1 degré de liberté. Les ordonnées ne sont données qu'à un coefficient près.

Etant donné la nature stochastique de tout histogramme expérimental, il est impossible de mettre en évidence la différence entre les courbes III et IV. En particulier, cette différence existe pour les faibles et pour les grands Γ_i . Mais d'une part les faibles valeurs de Γ_i sont les plus imprécises, il en manque ou il peut y en avoir en plus (cas des largeurs neutroniques réduites lorsqu'il y a un mélange d'onde "p" à la population "s") ; d'autre part la statistique est très faible pour les grands Γ_i .

La mise en évidence de la différence entre les courbes III et IV dépend de la statistique : mais même dans les cas les plus favorables (200 niveaux) elle ne serait pas suffisante, et ce pour deux valeurs de $\bar{\Gamma}_i$ dans un rapport 4. Il nous a été possible de mettre en évidence l'existence de

deux populations dans la distribution des largeurs de fission du Plutonium [VI. 5, VI. 6], mais le rapport $\frac{\langle \Gamma_f \rangle_{j=0}}{\langle \Gamma_f \rangle_{j=1}}$ est de l'ordre de 30.

L'analyse d'une distribution de $g \Gamma_n^0$ constituée par le mélange de deux populations suivant une loi en χ^2 à 1 degré de liberté pourra donc être effectuée en supposant l'existence d'une seule population si le rapport des fonctions densité est inférieur à 2 ; ce sera pour les populations 0^- et 1^- du rhodium.

β - Distribution résultant. Cas de plusieurs degrés de liberté.

Le nombre de degrés de liberté de la distribution des largeurs radiatives totales est grand (> 100) et la loi de distribution peut être confondue avec une gaussienne de variance $2/\nu$. Il serait alors beaucoup plus aisé de mettre des différences de valeurs moyennes en évidence d'après la distribution expérimentale. Par contre, le cas des largeurs de fission est très voisin du cas des largeurs de diffusion car le nombre de degrés de liberté est petit.

γ - Analyse de la variance

Elle est égale à $2/\nu$ pour une loi en χ^2 à ν degrés de liberté. Mais la valeur de ν expérimentale (ν_{exp}) devrait être plus faible que la valeur réelle ν par suite :

- des erreurs expérimentales non systématiques : elles augmentent la variance caractérisant la distribution expérimentale qui sera

$$2/\nu_{\text{exp}} > 2/\nu \quad \text{d'où} \quad \nu_{\text{exp}} < \nu$$

Mais cet effet est faible dans le cas des largeurs neutroniques car les erreurs sur $g \Gamma_n^0$ sont généralement faibles (souvent moins de 10 %) alors que la variance est grande.

- du mélange de populations qui tend également à augmenter la variance de la distribution résultante, donc à diminuer la valeur de ν_{exp} . Dans le cas d'un mélange de 2 populations ayant des nombres de niveaux dans un rapport ρ et dont les valeurs moyennes $\langle \Gamma_i \rangle$ sont dans un rapport k , la variance résultant vaut (voir Annexe 6) :

$$\frac{2}{\nu_{\text{exp}}} = \frac{2}{\nu} + \left(1 + \frac{2}{\nu}\right) \frac{\rho(1-k)^2}{(1+k\rho)^2}$$

La variance résultant du mélange de deux distributions en χ^2 ayant la même valeur de ν est donc toujours supérieure à la variance vraie, et le ν_{apparent} doit être plus petit que ν_{vrai} .

Ces deux effets (erreurs statistiques expérimentales et mélange de population) devraient donc tendre à faire sous-évaluer le nombre de degrés de liberté.

2° - Distribution des largeurs neutroniques réduites

Il est communément admis que la fonction densité est indépendante du spin, et que la densité des niveaux est proportionnelle à $(2J+1)$, tout au moins pour J petit. Il en résulte que la quantité $g \Gamma_n^1$ est indépendante du spin. C'est justement la grandeur déterminée expérimentalement. Aussi toutes les distributions concerneront $g \Gamma_n^1$ (ou $2 g \Gamma_n^1$). Leur analyse peut être effectuée :

- soit par la méthode graphique en cherchant quelle est la meilleure loi en χ^2 à 1 degré de liberté décrivant l'histogramme ; il y a dans ce cas deux paramètres à déterminer : le nombre de niveaux N et la valeur moyenne $\langle g \Gamma_n^1 \rangle$. Il est possible d'en déduire l'espacement moyen $\bar{D}_1$, puis la fonction densité :

$$S_1 = \frac{1}{21+1} \frac{\langle g \Gamma_n^1 \rangle}{\bar{D}_1}$$

- soit par des méthodes analytiques qui permettent alors de déterminer le nombre de degrés de liberté ν . De telles méthodes furent utilisées par GARRISON [VI. 7] en 1964 et, plus récemment, par JULIEN [VI. 8]. Ils obtinrent des valeurs de ν compatibles avec 1 mais toujours supérieures.

Nous avons effectué des analyses de la distribution des largeurs neutroniques réduites du Rh et du Th par une méthode de moments. Pour cela nous ne considérons que les valeurs de $g \Gamma_n^0$ supérieures à une certaine valeur appelée seuil, soit $(g \Gamma_n^0)_s$. Nous calculons les trois premiers moments expérimentaux :

$$M_i = \sum_{(g \Gamma_n^0) > (g \Gamma_n^0)_s} (g \Gamma_n^0)^i \quad 0 < i < 2$$

et les égalons à ceux de la loi théorique :

$$M_i = \int_{(g \Gamma_n^0)}^{\infty} \langle g \Gamma_n^0 \rangle^i \frac{x^i \left(\frac{\nu}{2} x \right)^{\frac{\nu}{2} - 1}}{\Gamma \left(\frac{\nu}{2} \right)} \frac{\nu}{2} e^{-\frac{\nu}{2} x} dx$$

avec $x = g \Gamma_n^0 / \langle g \Gamma_n^0 \rangle$

D'où les 3 inconnues ν , $\langle g \Gamma_n^0 \rangle$ et N (nombre de niveaux), et ce pour chaque valeur du seuil. Pour éviter une erreur systématique due au petit nombre d'événements étudiés, les trois quantités que nous rendons égales sont en réalité les moments d'ordre 0 et 1 et la variance dont la valeur expérimentale est donnée par :

$$\text{Var} = \sum (g \Gamma_n^0)_\lambda - \langle g \Gamma_n^0 \rangle^2 / (N - 1)$$

a) Rhodium

Les figures VI. 2 et VI. 3 représentent la distribution (histogramme 1) de $2g \Gamma_n^0$ pour les résonances de 0 à 4 145 eV pour la première, de 0 à 4 050 eV pour la seconde : 5 niveaux sont omis dans ce cas.

α - Sur ces figures les courbes en trait plein représentent les lois en χ^2 à 1 degré de liberté décrivant le mieux l'histogramme expérimental. Dans les deux cas, il semble que les une ou deux plus grandes valeurs de $2g \Gamma_n^0$ soient inférieures à celles prévisibles d'après la distribution théorique. Nous ne pensons pas qu'il s'agisse d'une erreur expérimentale (sous-évaluation des plus grandes largeurs neutroniques), mais plutôt d'un phénomène statistique. Le même fait existe pour le ^{239}Pu [VI. 6], mais n'a lieu ni pour le ^{235}U [II 1, VI. 9] ni pour le ^{232}Th (voir paragraphe b).

Ces deux figures font apparaître un excès de petites largeurs neutroniques réduites $g \Gamma_n^0$ que nous avons, depuis plusieurs années, supposé être dues à des niveaux "p". Ce fait fut confirmé par la suite.

Il est intéressant de comparer l'analyse de l'histogramme selon que l'on prend tous les

niveaux jusqu'à 4 145 eV ou seulement jusqu'à 4 050 eV ;

Gamme d'énergie eV	Nombre de niveaux analysés	Nombre de niveaux supposés "s"	$\bar{D}$ eV	$\langle 2 g \Gamma_n^0 \rangle$ meV	S_o
0 - 4 145	274	159	26, 2	2, 94	$0, 561. 10^{-4}$
0 - 4 050	269	158	25, 7	2, 66	$0, 517. 10^{-4}$

Deux des cinq niveaux identifiés entre 4 050 et 4 145 eV sont très grands, et leur présence est la principale cause de la différence entre les deux séries de résultats. Nous admettons :

$$\bar{D} = 26 \pm 1 \text{ eV}$$

β - Nous avons analysé la distribution des largeurs neutroniques réduites par la méthode des moments ; les résultats sont représentés par la figure VI. 4. Ils ne sont pas aussi satisfaisants que ceux que nous obtenons pour le Th : il apparait une augmentation régulière de ν avec le seuil S.

La valeur de ν n'est inférieure à 1 que pour $S < 0, 5$: la diminution de ν , en dessous de cette valeur, est due aux ondes "p" (voir figure VI. 2). Le nombre de niveaux étudiés varie de 120 pour $S = 0, 5$ meV à 60 pour $S = 2$ meV.

L'augmentation assez régulière de ν avec S est probablement due à l'absence de grandes valeurs de $2 g \Gamma_n^0$ mentionnée ci-dessus et au manque de valeurs de $2 g \Gamma_n^0$ comprises entre 2 et 4 meV. Il est très difficile dans ces conditions, de donner une valeur moyenne de ν . Nous pouvons seulement constater que le nombre de degrés de liberté est toujours nettement supérieur à 1. Ceci ne paraît pas pouvoir être expliqué par quelque effet expérimental que ce soit ; nous discuterons de ce point lors de l'analyse de la distribution des largeurs neutroniques réduites du thorium.

Nous pouvons calculer S_o en fonction du seuil à partir de $\langle 2 g \Gamma_n^0 \rangle$ et de D. Le résultat est représenté sur la figure VI. 4 ; nous constatons que S_o ainsi déterminé varie très peu autour de $0, 545. 10^{-4}$.

Nous avons porté en tirets, sur la figure VI. 2, la distribution en χ^2 déterminée par la méthode des moments pour un seuil de 1 meV, soit :

$$\nu = 1, 4 \qquad \langle 2 g \Gamma_n^0 \rangle = 3, 4 \text{ meV} \qquad N = 132$$

Elle est pratiquement confondue avec la courbe à 1 degré de liberté pour $2 g \Gamma_n^0$ compris entre 1 et 8 meV ; elle donne des probabilités plus faibles aux grandes valeurs de $2 g \Gamma_n^0$, et décrit mieux les résultats expérimentaux. Mais cette courbe est très sensible aux valeurs des plus grandes largeurs neutroniques.

γ - La figure VI. 5 représente une autre forme de la distribution des largeurs neutroniques réduites $2 g \Gamma_n^0$; chaque point correspond à un niveau avec son énergie en abscisse et la valeur de $2 g \Gamma_n^0$ en ordonnées. Dans cette représentation les niveaux "s" sont distribués suivant des parallèles à l'axe des abscisses (indépendance de $g \Gamma_n^0$ avec l'énergie), la distribution des niveaux "p" suivant des courbes proportionnelles à E. Les croix correspondent aux niveaux reconnus "s", les triangles à ceux reconnus "p" (nous rappelons que nous avons supposé $l = 1$ pour les

niveaux ayant $2 g \Gamma_n^0 < 0,02 \text{ meV}$ car d'après la loi en χ^2 à 1 degré de liberté, et en supposant que la densité des niveaux est proportionnelle à $2J + 1$, de tels niveaux ont 15 fois plus de chances d'être "p" que "s" vers 700 eV).

Les droites en tirets et les courbes en traits pleins représentent $k < 2 g \Gamma_n^0 >$ en fonction de l'énergie pour, respectivement, $l = 0$ et $l = 1$. La probabilité d'avoir $2 g \Gamma_n^0 < k < 2 g \Gamma_n^0 >$ est donnée dans le tableau VI.1 pour une loi en χ^2 à 1 degré de liberté.

TABLEAU VI.1
Probabilité p d'avoir $2 g \Gamma_n^0$ plus petit que
 $k < 2 g \Gamma_n^0 >$

$k < 2 g \Gamma_n^0 >$	$0.0158 < 2 g \Gamma_n^0 >$	$< 2 g \Gamma_n^0 >$	$10 < 2 g \Gamma_n^0 >$
p	0,10	0,683	0,9984

Ces courbes mettent en évidence le nombre de niveaux perdus en fonction de l'énergie : au moins 50 % des "p" à toute énergie, et de 10 à 20 % des "s" au delà de 2 keV.

b) Thorium

La figure VI.6 représente la distribution de $g \Gamma_n^0$ pour toutes les résonances jusqu'à 3 005 eV.

α - La courbe 2 est une loi en χ^2 à 1 degré de liberté et correspondant à 178 niveaux et $< \Gamma_n^0 > = 1,55 \text{ meV}$, d'où $\bar{D} = 16,9 \text{ eV}$ et $S_0 = 0,91 \cdot 10^{-4}$. Cette courbe décrit très bien l'histogramme expérimental 1 pour les valeurs $g \Gamma_n^0 > 0,15 \text{ meV}$; en dessous de 0,15 meV, la comparaison de l'histogramme avec la courbe 2 met en évidence un excès de petites résonances "p" comme pour le rhodium.

β - La figure VI.7 représente les valeurs de ν , $< \Gamma_n^0 >$ et N en fonction du seuil S, obtenus par une analyse par méthode des moments ; la diminution de ν en dessous de 0,1 correspond à la prise en compte de niveaux "p" : la variance augmente alors, et donc ν diminue. Les fluctuations de ν , $< \Gamma_n^0 >$ et N au dessus de $S = 0,1 \text{ meV}$ sont dues à la variation du nombre de niveaux étudiés ; celui-ci est égal à 132 pour $S = 0,125 \text{ meV}$, et à 82 pour $S = 0,875 \text{ meV}$. Au delà de cette valeur les fluctuations s'accroissent.

Nous avons déterminé la moyenne de ν , $< \Gamma_n^0 >$ et N d'après les résultats obtenus pour $0,125 < S < 0,875$, en supposant un poids constant. Nous avons évalué un écart type dans cet intervalle d'après les fluctuations. Nous obtenons ainsi :

$$\begin{array}{rcl} \nu & = & 1,25 \pm 0,08 \\ < \Gamma_n^0 > & = & 1,61 \pm 0,08 \text{ meV} \\ N & = & 162 \pm 8 \end{array}$$

d'où nous déduisons :

$$\begin{aligned}\langle \bar{D} \rangle &= 1,85 \pm 0,9 \text{ eV} \\ \bar{S}_0 &= (0,87 \pm 0,01) 10^{-4}\end{aligned}$$

La valeur du nombre de degrés de liberté semble incompatible avec 1. Mais il faut examiner les sources d'erreurs possibles.

Ainsi que nous l'avons vu, les erreurs expérimentales non systématiques ne peuvent que diminuer ν . D'autre part d'une erreur systématique fonction de l'énergie (telle qu'une surestimation des Γ_n^0 pour $E > 1\,500$ eV, qui expliquerait notre désaccord avec les résultats de Columbia) résulterait l'addition d'au moins deux distributions en χ^2 à 1 degré de liberté. Ainsi que nous l'avons montré, la distribution résultante aurait une variance normalisée supérieure à 1, et donc $\nu_{eq} < 1$.

Ces deux défauts - les plus probables - ne peuvent que diminuer ν . Seule une distorsion de la distribution des largeurs neutroniques réduites pourrait augmenter la valeur de ν .

Par exemple nous avons majoré toutes les valeurs de Γ_n^0 supérieures à 2 meV d'après la loi :

$$\Gamma_n^{0'} = 1,25 (\Gamma_n^0 - 2) + 2 \text{ meV}$$

c'est-à-dire que nous avons majoré de 25 % la partie de Γ_n^0 supérieure à 2 meV. Nous avons repris l'analyse pour 3 valeurs du seuil : les valeurs de ν obtenues sont représentées par des croix entourées d'un cercle dans la figure VI. 7 : elles sont inférieures à 1.

Nous en déduisons que l'on pourrait d'obtenir $\nu \simeq 1$ en majorant de 14 % la partie de Γ_n^0 supérieure à 2 meV. Nous ne voyons pas de justification à cela : nos études nous permettent de penser que les largeurs neutroniques des grandes résonances sont bien évaluées. De plus, il faut noter qu'une telle correction augmenterait encore l'écart entre nos résultats et ceux de Columbia.

Il serait évidemment possible d'obtenir une valeur de ν voisine de 1 en diminuant les Γ_n^0 inférieures à 2 meV : la valeur devrait être d'autant plus diminuée qu'elle est plus petite. Mais rien ne peut justifier une telle opération, qui n'aurait pas grand sens.

Nous avons porté, sur la figure VI. 6, la loi en χ^2 correspondant aux valeurs moyennes données plus haut (courbe 3) ; elle décrit apparemment aussi bien l'histogramme expérimental que la loi à 1 degré de liberté (courbe en trait plein). L'analyse de la valeur de ν ne peut être effectuée que par des méthodes numériques.

γ - La figure VI. 8 représente la distribution de $g \Gamma_n^0$ pour toutes les résonances jusqu'à 500 eV ; l'histogramme 1 ne peut pas être décrit correctement par une loi en χ^2 à 1 degré de liberté ; il apparaît un manque de niveaux ayant des valeurs de $g \Gamma_n^0$ compris entre 0,02 et 0,5 meV. Ce désaccord apparaît mieux sur la figure VI. 9 où chaque point représente un niveau avec, en abscisse, son énergie et, en ordonnée, sa largeur neutronique réduite $g \Gamma_n^0$ (en réalité $g \Gamma_n^0 / \langle \Gamma_n^0 \rangle$, avec $\langle \Gamma_n^0 \rangle = 1,55$ meV pour les niveaux "s"). Un simple examen visuel indique l'existence de deux groupes de points :

- ceux ayant les plus grandes valeurs de $g \Gamma_n^0$ représentent une distribution à valeur moyenne constante (c'est-à-dire indépendante de l'énergie). Ce sont des niveaux "s".
- ceux ayant les plus petites valeurs de $g \Gamma_n^0$ représentent une distribution à valeur moyenne croissant avec l'énergie : ce sont des niveaux "p" pour lesquels :

$$(g \Gamma_n^0)_{l=1} = g \Gamma_n^1 \frac{k^2 R^2}{1 + k^2 R^2} \sim g \Gamma_n^1 E$$

Les trois courbes en traits pleins donnent l'allure de cette croissance avec l'énergie ; celle correspondant à $10 < g \Gamma_n^1 >$ représente le maximum possible de $g \Gamma_n^0$ pour les résonances "p" puisque la probabilité d'avoir $g \Gamma_n^1 > 10 < g \Gamma_n^1 >$ est de 10^{-4} .

Cette figure fait apparaître un manque de niveaux entre 0 et 500 eV en abscisses et, en ordonnées, pour les valeurs de Γ_n^0 telles que :

$$0,2 \geq \Gamma_n^0 / < \Gamma_n^0 > \geq 0,055$$

La probabilité qu'une valeur de $\Gamma_n^0 / < \Gamma_n^0 >$ soit comprise dans cet intervalle est égale à $0,35 - 0,15 = 0,20$, et la probabilité qu'elle ne soit pas comprise dans cet intervalle est donc de $0,8$. Le nombre de niveaux sur un intervalle de 500 eV est d'environ $500 / 16,9 = 29$, et la probabilité que sur 29 niveaux il n'y ait aucune valeur de $\Gamma_n^0 / < \Gamma_n^0 >$ comprise entre 0,2 et 0,055 est de :

$$(0,8)^{29} = 1,5 \cdot 10^{-3}$$

Ce calcul n'est qu'approché : en particulier les limites sont approximatives et dépendent des erreurs sur la valeur mesurée de Γ_n . Mais en évaluant cette probabilité nous avons sous-évalué l'étendue de la zone sans niveaux. Aussi pouvons-nous conclure que la probabilité de n'avoir aucun niveau dans cette zone est de l'ordre de 10^{-3} , et semble statistiquement significative.

Ce vide peut être dû à un effet expérimental, mais cela semble peu probable. Il est situé au dessus de $10 < g \Gamma_n^0 >_{l=1}$, et il ne pourrait donc y avoir que des niveaux "s" appartenant à une seule famille : du fait de la répulsion des niveaux, il est peu probable, quoique possible, qu'une petite résonance "s" soit cachée par une grande. Par ailleurs, les conditions expérimentales étaient très satisfaisantes : le grand nombre de petits niveaux détectés entre 0 et 500 eV en est la preuve.

Un tel effet fut précédemment remarqué pour le thorium par GARG [V.6], mais interprété comme dû à la non détection de petits niveaux par suite de conditions expérimentales non satisfaisantes.

Nous avons essayé de retrouver ce vide en simulant une section efficace expérimentale, les paramètres étant choisis au hasard par une méthode de Monte-Carlo (voir paragraphe B). Nous effectuâmes quatre calculs : le nombre de niveaux trouvés dans la zone vide hachurée fut respectivement égal à 6, 8, 6 et 5 ; la figure VI.10 représente ce dernier cas. L'allure générale est très semblable à celle de la figure VI.9. La zone hachurée est la même que sur cette figure.

δ - Niveaux "p"

Une de nos premières réactions fut de penser que tous les niveaux situés en dessous de ce vide étaient "p", et nous en déduisîmes une valeur de la fonction densité assez élevée ($S_1 = 3 \cdot 10^{-4}$) ; mais la recherche du moment orbital des petits niveaux montra qu'un certain nombre d'entre eux étaient indubitablement dûs à des ondes "s" (Nota 1).

La figure VI. 11 représente la distribution de $g \Gamma_n^1$ pour toutes les résonances de 0 à 500 eV situées en-dessous du vide, hormis les 4 reconnues explicitement comme étant "s". Il est possible qu'une ou deux résonances parmi les 42 figurant sur l'histogramme soient "s", mais cela le fausserait peu.

Nota 1 - Nous ne pouvons pas exclure la possibilité que la forme asymétrique de certains de ces niveaux supposés "s" soit en fait dû à la superposition de 2 niveaux "p".

La statistique est médiocre, et beaucoup de niveaux "p" ne sont pas détectés. La courbe 2 représente la meilleure description par une loi en χ^2 à 1 degré de liberté avec $\langle g\Gamma_n^1 \rangle = 2,2$ meV pour 60 niveaux, alors que nous devrions en trouver près de 90 en supposant la densité des niveaux proportionnelle à $(2J + 1)$.

La figure VI. 12 représente un cas de distribution des $g\Gamma_n^1$ pour les résonances "p" identifiées sur la courbe pseudo expérimentale (thorium simulé) jusqu'à 500 eV. Nous avons identifié 42 niveaux "p", et la courbe en χ^2 décrivant le mieux l'histogramme correspond à $\langle g\Gamma_n^1 \rangle = 2,3$ meV pour 68 niveaux.

L'accord avec le résultat expérimental est très bon et permet de déduire un facteur correctif à appliquer à $\langle g\Gamma_n^1 \rangle$, soit $3 / 2,3 = 1,3$. La fonction densité p peut être évaluée, en supposant qu'il y ait entre 0 et 500 eV environ 80 niveaux ayant une largeur moyenne $\langle g\Gamma_n^1 \rangle = 2,2 \times 1,3 = 2,9$ meV :

$$S_1 = \frac{1}{2J + 1} \frac{\langle g\Gamma_n^1 \rangle}{\bar{D}} = \frac{1}{3} \frac{2,9}{6,25} = 1,55 \cdot 10^{-4}$$

3 - Distribution des largeurs radiatives totales

Elles résultent de la somme d'un grand nombre ν de largeurs radiatives partielles très probablement distribuées suivant une loi en χ^2 à 1 degré de liberté / VI. 10 /. La distribution résultante est une loi en χ^2 à ν degrés de liberté si les largeurs partielles sont indépendantes (non corrélées) et si leurs valeurs moyennes sont égales. Or il est sûr que cette dernière condition n'est pas remplie : aussi la description de la distribution des Γ_j par une loi à ν degrés de liberté ne peut être qu'un moyen commode de la caractériser.

Un méthode d'analyse plus précise serait de considérer chaque Γ_γ comme étant la somme d'une largeur constante $\Gamma_{\gamma 1}$ et comme étant la somme d'une largeur constante $\Gamma_{\gamma 1}$ et d'une largeur variable $\Gamma_{\gamma 2}$, cette dernière résultant de la somme d'un nombre réduit de largeurs partielles, et pouvant donc être décrite par une loi en χ^2 à peu de degrés de liberté. Une telle analyse fut notamment effectuée pour le platine par JULIEN [VI. 8] qui trouva qu'une bonne description possible était de considérer $\Gamma_{\gamma 1} \sim 80$ meV et $\Gamma_{\gamma 2} \sim 38$ meV avec 5 degrés de liberté. Cette méthode fut également utilisée par le groupe de HARWELL pour le ^{232}Th [VI. 11 , VI. 12] (voir paragraphe b).

Nous ne l'utiliserons pas car nos résultats ne sont pas assez précis. D'une part, il faut en effet corriger la distribution expérimentale des fluctuations statistiques, qui ont l'effet systématique d'augmenter la dispersion, et donc la variance caractérisant la dispersion : la variance de la distribution expérimentale est égale à la somme de la variance vraie et de celle caractérisant les erreurs expérimentales. D'autre part un tel partage des largeurs radiatives en 2 groupes est très schématique, et est loin de correspondre à la réalité : il n'a qu'une valeur d'illustration.

Nous chercherons seulement à caractériser la distribution des largeurs radiatives par sa valeur moyenne et sa variance vraie. Ces deux grandeurs peuvent être obtenues par l'application de la méthode du maximum de vraisemblance ; celle-ci est très simple dans ce cas car une loi en χ^2 à ν degrés de liberté peut être assimilée à une gaussienne d'écart type $\sqrt{2/\nu}$ lorsque ν est grand. Cette méthode fut appliquée par le groupe de HARWELL [VI. 12] pour l'analyse de la distribution des largeurs radiatives du ^{232}Th .

Nous appellerons x_1 la grandeur expérimentale distribuée suivant la loi :

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_v^2 + \sigma_i^2)}} \exp - \left(\frac{(x_i - \bar{x})^2}{2(\sigma_v^2 + \sigma_i^2)} \right)$$

où σ_v^2 est la variance vraie de la distribution, $\bar{x}$ la valeur moyenne, et σ_i^2 la variance expérimentale du point i.

La valeur la plus probable de $\bar{x}$, de σ_v^2 et les erreurs correspondantes sont alors données par :

$$\bar{x} = \frac{\sum_i \frac{x_i}{\sigma_v^2 + \sigma_i^2}}{\sum_i \frac{1}{\sigma_v^2 + \sigma_i^2}} \quad \frac{1}{\text{Var}(\bar{x})} = \sum_i \frac{1}{\sigma_v^2 + \sigma_i^2}$$

$$\sum_i \frac{(\sigma_v^2 + \sigma_i^2) - (x_i - \bar{x})^2}{(\sigma_v^2 + \sigma_i^2)^2} = 0 \quad \frac{1}{\text{Var}(\sigma_v^2)} = \frac{1}{2} \sum_i \frac{1}{(\sigma_v^2 + \sigma_i^2)^2}$$

Il est possible de caractériser la distribution par le ν de la loi en χ^2 donnant la même variance puisque $\text{var} = 2/\nu$ mais ce ν , que nous appellerons équivalent, ne doit pas être interprété comme signifiant qu'il y a effectivement ν voies de désexcitation par émission de gammas de capture ; ce ν_{eq} est en réalité une valeur minimum du nombre de voies (voir paragraphe 1 et annexe 5).

a) Rhodium 103

Nous n'avons tenu compte que des 27 niveaux ayant une erreur sur Γ_γ égale ou inférieure à 20 % et en exceptant la résonance à 1 154 eV, qui a une largeur radiative $\Gamma_\gamma = 243 \pm 44$ meV anormalement grande malgré l'erreur (cette résonance est peut être double). La distribution de ces 27 largeurs radiatives est représentée par la figure VI.13. Le tableau VI.2 donne les valeurs de $\bar{\Gamma}_\gamma$ pour l'ensemble des 27 résonances, et pour chaque famille de niveaux (même moment orbital et même spin lorsqu'ils sont attribués).

TABLEAU VI.2

27 niveaux		$\bar{\Gamma}_\gamma = 171 \pm 2,5 \text{ meV}$
4 niveaux	1 = 0 J = 0	$\bar{\Gamma}_\gamma = 174 \pm 7 \text{ meV}$
17 niveaux	1 = 0 J = 1	$\bar{\Gamma}_\gamma = 171 \pm 3 \text{ meV}$
4 niveaux	1 = 1	$\bar{\Gamma}_\gamma = 167 \pm 7 \text{ meV}$
1 niveau	1 = 0	$\Gamma_\gamma = 167 \pm 3 \text{ meV}$
1 niveau		$\Gamma_\gamma = 169 \pm 6 \text{ meV}$

La largeur radiative moyenne est apparemment indépendante du spin et du moment orbital.

L'analyse de la variance exige de savoir la signification exacte de l'erreur : s'agit-il d'une erreur statistique ou d'une erreur systématique, représente-t-elle l'écart type ou deux fois l'écart type ? Etant données nos méthodes expérimentales, nous pensons que l'erreur est surtout d'origine statistique et qu'une éventuelle erreur systématique dans une certaine gamme d'énergie ne sera pas la même dans une autre gamme (conditions expérimentales différentes) et peut donc en première approximation être traitée comme une erreur statistique.

Enfin les erreurs que nous donnons sont celles obtenues par l'analyse par moindres carrés (écart type) mais à peu près doublées pour tenir compte des erreurs sur les paramètres (tels que résolution, effet Doppler, ...) introduits dans l'analyse ; ceci est probablement pessimiste, et les erreurs que nous donnons doivent être à peu près égales à 1,5 fois l'écart type.

Dans ces conditions, l'écart type résultant de l'analyse de la distribution des 27 niveaux vaut : $\sigma_v = 8 \pm 2,3$ meV. Cette résultant de l'analyse des 17 niveaux avec $l = 0$, $J = 1$ vaut : $\sigma_v = 7,4 \pm 2,7$ meV.

Compte tenu de l'incertitude sur la signification exacte de l'erreur, nous prendrons : $\sigma_v = 8 \pm 3$ meV, ce qui correspond à une variance normalisée :

$$\text{Var} = \frac{\sigma^2}{\Gamma_\gamma} = \left(\frac{8}{171} \right)^2 = 0,0022 \pm 0,0015$$

d'où $v \text{ eq. } \sim 900$.

Les largeurs radiatives du rhodium fluctuent très peu.

Schéma des niveaux du Rhodium 104. De nombreux auteurs ont étudié le spectre du ^{104}Rh , soit par réaction (n, γ) avec des neutrons thermiques / VI. 13, VI. 14 et VI. 15 /, soit par réaction (α, p) / VI. 16 /. La figure VI. 14 représente le schéma des premiers niveaux excités (jusqu'à 225 keV). Elle montre l'extrême complexité du spectre des niveaux du ^{104}Rh . Le taux de la transition au fondamental, permise pour les deux états de spin du noyau composé, est faible : 1‰ en neutrons thermiques d'après GROSHEV [VI. 14], qui donne des taux de transitions de 0,3 et 0,1 ‰ pour les niveaux à 51 keV (2^-) et à 181 keV, alors que HUGHES [VI. 15] donne une probabilité de 3‰ pour la transition au fondamental mais ne voit pas celles à 51 et 181 keV.

De cela résultent trois conséquences :

- du fait du grand nombre d'états excités, et donc du grand nombre de transitions possibles, on peut s'attendre à une faible fluctuation des valeurs de Γ_γ : c'est bien ce que nous observons.
- il n'y a pas, ou peu, de transitions favorisant un état de spin, et pouvant causer des largeurs Γ_γ différentes pour les deux états de spin du noyau composé.
- l'étude du spectre de désexcitation sera difficile, même avec un cristal de germanium ; cela explique que nous n'ayons pas pu obtenir de résultat exploitable avec un tel détecteur dont la résolution était insuffisante (supérieure à 20 keV).

b) Thorium 232

Nous n'avons pris en considération que les 14 valeurs ayant une erreur inférieure à 25‰. Leur distribution est représentée sur la figure VI. 15. Les résultats de l'analyse donnent :

$$\Gamma_\gamma = 21,75 \pm 0,9 \text{ meV} \quad \text{var} = 2,5 \pm 0,7 \text{ meV}$$

en admettant que l'erreur expérimentale calculée est égale à 1,5 fois l'écart type ; compte tenu de

l'incertitude sur ce dernier point, nous adopterons :

$$\text{var} = 2,5 \pm 1,2 \text{ meV}$$

Nous rappelons les résultats obtenus à Harwell d'après l'analyse de 23 niveaux :

$$\overline{\Gamma}_{\gamma} = 21,53 \pm 0,77 \text{ meV} \quad \text{var} = 1,79 \pm 0,87 \text{ meV}$$

Ces résultats sont donc très cohérents. La variance normalisée, égale à $(2,5 / 21,75)^2 = 0,0132$ correspond à $\nu \text{ éq} \sim 150$.

4 - Corrélations entre largeurs partielles

Le coefficient de corrélation entre deux séries de paramètres x_i et y_i est défini par

$$r = \frac{\langle x_i y_i \rangle - \langle x_i \rangle \langle y_i \rangle}{(\langle x_i^2 \rangle - \langle x_i \rangle^2)^{1/2} (\langle y_i^2 \rangle - \langle y_i \rangle^2)^{1/2}} = \frac{\text{Cov}(x, y)}{[\text{var}(x) \text{var}(y)]^{1/2}}$$

Ce coefficient est compris entre -1 et +1, étant nul en l'absence de corrélation. La recherche de cette dernière peut être effectuée :

- entre le même paramètre pour des niveaux différents. La corrélation entre largeurs neutroniques des niveaux séparés par K espacements sera obtenu en prenant :

$$x_i = \Gamma_n(i) \quad y_i = \Gamma_n(i+k)$$

- entre paramètres différents, éventuellement pour des niveaux différents ; la corrélation entre largeur neutronique et largeur radiative pour les niveaux séparés par K espacements sera calculée en prenant :

$$x_i = \Gamma_n(i) \quad y_i = \Gamma_{\gamma}(i+k)$$

a) Corrélation entre paramètres de niveaux séparés par K espacement

Elle n'a un sens que pour des niveaux appartenant à la même famille : même spin du noyau composé et même moment orbital du neutron incident. Un mélange de populations différentes tend à détruire une telle corrélation si elle existe. Le tableau VI.3 représente les cas que nous avons étudiés.

TABLEAU VI.3

Noyau	Corrélation entre	k
Rhodium Th (tous niveaux) Th (grands niveaux)	$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma_{\gamma} \text{ et } \Gamma_n \\ \Gamma_n \text{ et } \Gamma_n \end{array} \right.$	1 à 8

Nous n'avons obtenu aucun résultat significativement différents de 0 ce qui est assez normal étant donné le mélange des populations sauf, peut-être, dans le cas de la sélection des grands niveaux du thorium. Le tableau VI. 4 représente les résultats obtenus dans ce dernier cas par nous même et, pour un ensemble de plusieurs noyaux, par GARRISON [VI. 18]

TABLEAU VI. 4

k	nos résultats	GARRISON [VI. 18]
1	$- 0,054 \pm 0,08$	$- 0,03 \pm 0,02$
2	$+ 0,126 \pm 0,08$	$- 0,01 \pm 0,02$
3	$+ 0,087 \pm 0,08$	$+ 0,06 \pm 0,02$

Même pour cette sélection de grands niveaux (en grande majorité "s", et appartenant donc à la même famille) les coefficients de corrélation ne sont pas significativement différents de 0. Il faut remarquer que l'étude de GARRISON porte sur un ensemble de 5 noyaux cibles, dont deux paires pairs (^{231}Th et ^{238}U) et trois paires impairs (^{127}I , ^{181}Ta et ^{197}Au) ; les largeurs neutroniques de ces derniers appartiennent à deux familles indépendantes, et la probabilité de trouver une corrélation est encore diminuée.

b) Corrélation entre paramètres différents pour le même niveau

Dans le cas présent cette corrélation ne peut être étudiée qu'entre la largeur radiative et la largeur de diffusion. Les résultats sont donnés dans le tableau VI. 5

TABLEAU VI. 5

Noyau	Niveaux analysés	Coefficient de corrélation et erreurs	Remarques
Rhodium	22 niveaux 1 = 0	$0,64 \pm 0,27 \pm 0,13$ $= 0,64 \pm 0,30$	$\epsilon \Gamma_{\gamma} \leq 20 \%$ pour tous les niveaux du Rh analysés
Rhodium	17 niveaux 1 = 0 J = 1	$0,68 \pm 0,28 \pm 0,13$ $= 0,68 \pm 0,31$	idem
Rhodium	17 niveaux 1 = 0 J = 1	$0,31 \pm 0,33 \pm 0,22$ $= 0,31 \pm 0,38$	idem Γ_n majoré de 5% Γ inchangé Γ_{γ} diminué en conséquence
Thorium	12 niveaux	$- 0,07 \pm 0,37 \pm 0,27$ $= - 0,07 \pm 0,46$	$\epsilon \Gamma_{\gamma} \leq 25\%$ pour les niveaux analysés

Nous donnons deux erreurs : la première correspond aux erreurs expérimentales telles qu'elles sont données dans le tableau de paramètres, la seconde provient du nombre limité de niveaux objets de l'analyse (erreur d'échantillonnage). Ces deux erreurs sont ajoutées quadratiquement.

Il n'apparaît aucune corrélation pour le thorium, par contre celle obtenue pour le rhodium est grande et paraît significative. Mais elle peut être due à des erreurs expérimentales systématiques.

α - Une sous évaluation systématique de Γ_n donnerait un coefficient de corrélation positif : il suffit d'augmenter toutes les largeurs neutroniques de 5 % pour que la corrélation disparaisse. Mais nous ne voyons aucune cause possible à une telle sous estimation, et la comparaison de nos valeurs de $g \Gamma_n$ avec les quelques résultats étrangers confirme l'absence d'un tel défaut.

β - L'effet d'erreurs systématiques sur les valeurs de Γ_γ est plus difficile à analyser.

Si par exemple les valeurs de Γ correspondant aux petits niveaux sont sous évaluées, il en résulterait une sous estimation de Γ_γ et donc un coefficient de corrélation positif. Si il en était ainsi, la valeur de Γ serait faible pour les niveaux ayant les plus petites largeurs neutroniques - en particulier pour ceux à 47, 68 et 96 eV. Or ils ont des largeurs radiatives respectivement égales à 174 ± 12 , 167 ± 8 , 166 ± 10 meV, toutes trois supérieures à celle de la résonance à 1,257 eV, très bien connue, à savoir 155 ± 4 meV / VI.19 /. De plus, il n'y a que deux valeurs de Γ_γ inférieures à 155 meV parmi les 21 niveaux pris en compte (à 914 et 930 eV).

Il paraît difficile, dans ces conditions, d'envisager une sous évaluation des largeurs radiatives ; c'est plutôt le défaut inverse qui serait à craindre.

γ - Un coefficient de corrélation positif pourrait également être dû à une surévaluation systématique de Γ_γ lorsque $g \Gamma_n^0$ est grand : nous ne concevons aucune cause à un tel effet, mais ne pouvons l'exclure. En particulier, une des plus grandes valeurs de Γ_γ est celle de la résonance à 154 eV : aucune valeur plausible de la résolution ou de l'effet Doppler ne peut donner une valeur sensiblement inférieure à 190 meV. Or il faut noter que les laboratoires étrangers ont obtenu des valeurs de Γ_γ plus faible pour ce niveau mais avec des erreurs très grandes.

δ - En conclusion, nous pensons que la valeur du coefficient de corrélation entre Γ_n et Γ_γ obtenue pour le rhodium est significative, mais qu'il serait souhaitable que d'autres expériences la confirment car nous ne pouvons exclure la possibilité qu'il résulte de l'action conjuguée de plusieurs causes d'erreurs.

ϵ - Ces résultats sont à rapprocher des études théoriques de Krieger et Porter d'une part / VI.4 /, déjà mentionnées (paragraphe A 1 a) montrant qu'une corrélation entre paramètres peut exister mais ne peut être que positive, de Lane et Lynn d'autre part [VI.31] montrant qu'une corrélation positive existe entre largeur radiative partielle et largeur neutronique réduite.

Ils sont également à rapprocher des résultats récemment obtenus à Brookhaven [VI.32] : pour le $^{170}\text{Tm}^*$, la corrélation entre largeurs radiatives partielles et largeur neutronique réduite est égale à 0,274.

B - ESPACEMENTS -

Il pourrait sembler que l'étude expérimentale de la distribution des espacements est très simple : il suffit, apparemment, d'identifier les niveaux. En fait, cette étude est plus difficile à effectuer que celle de la distribution des largeurs partielles si l'on veut qu'elle soit significative.

L'idéal serait de disposer d'une seule population, donc d'étudier les résonances induites par des ondes "s" dans un noyau pair-pair. L'Uranium 238 et surtout le Thorium 232 (élément mono-isotopique à l'état naturel) se prêtent bien à ce propos, et les distributions de leurs espacements furent l'objet de plusieurs études (réf. GARG [V, 6], GARRISON [VI, 7]) et sont souvent citées en exemple. Mais il est nécessaire pour avoir un bon échantillonnage d'étudier les résonances au-delà de 1 keV, et il est alors impossible de ne prendre en compte que les niveaux "s", à moins d'accepter d'en perdre plus de 15 % en ne prenant que celles ayant une largeur neutronique réduite $g \Gamma_n^0$ supérieure à 10 fois $\langle g \Gamma_n^1 \rangle k^2 R^2 / (1 + k^2 R^2)$.

Cette étude est encore possible avec un élément de nombre de masse impair mais mono-isotopique ; la distribution résultante serait le mélange des deux populations "s". Le rhodium correspond bien à cette définition : malheureusement la fonction S_0 est élevée : et les résonances "s" et "p" sont encore plus difficilement séparables que pour le Thorium. Il faudrait perdre 30 % des résonances "s" pour éliminer toutes les "p" au-delà de 1 keV.

Les études sur le Xénon et le Gadolinium ne peuvent permettre une étude approfondie de la distribution des espacements : les échantillons n'étaient pas assez épais, et il ne fut donc pas possible d'identifier les petits niveaux. Du fait du grand nombre d'isotopes, la probabilité qu'une résonance soit masquée par un autre isotope est forte pour le Xe, et l'attribution isotopique n'est pas toujours assez sûre. Ces deux derniers défauts existent également pour le Gadolinium quoique à un degré moindre.

Aussi n'étudierons-nous la distribution des espacements que pour le Rhodium et, surtout, le Thorium.

1 - Rappels théoriques

a) Espacements de niveaux adjacents. Cas de 1 population

La distribution des espacements des niveaux se déduit d'hypothèses statistiques sur les éléments de matrice de l'hamiltonien nucléaire dans une représentation quelconque.

Cas de matrices d'ordre 2. Les valeurs propres données par la solution de l'équation :

$$H X \lambda = E \lambda X \lambda$$

peuvent être aisément calculées. En posant :

$$H = \begin{vmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{vmatrix}$$

l'espacement des niveaux est donné par :

$$D = E_1 - E_2 = \sqrt{(H_{11} - H_{22})^2 + 4 H_{12}^2}$$

Il apparaît que D ne peut être nul que si les éléments non diagonaux sont nuls : d'où l'effet de répulsion des niveaux qui existe quels que soient le rang de la matrice et les hypothèses faites sur la distribution des éléments non diagonaux.

α - Si l'on suppose que les quantités $(H_{11} - H_{22})$ d'une part, et $2 H_{12}$ d'autre part sont distribuées suivant la même loi normale de valeur moyenne nulle, on trouve que la probabilité de $x = D / \langle D \rangle$ est exactement donnée par la loi de Wigner (voir, notamment, [VI, 20])

$$p(x) dx = \frac{\pi}{2} x \exp \left[-\frac{\pi}{4} x^2 \right] dx$$

β - Sans faire aucune hypothèse sur la distribution des éléments de H, WIGNER [VI, 21]

a montré que la probabilité de D est proportionnelle à D lui-même lorsqu'il est petit :

$$p_D dD \sim D dD \quad \text{pour } D < \bar{D}$$

Ceci peut se montrer en exprimant en coordonnées polaires la valeur de l'élément de surface du plan de coordonnées cartésiennes ($u = H_{11} - H_{22}$, $t = 2 H_{12}$) et en supposant les probabilités de du et dt constantes. Cela peut également se montrer en exprimant les éléments de l'hamiltonien en fonction de E_1 , E_2 et d'une variable auxiliaire φ :

$$\begin{cases} H_{11} = \frac{1}{2} (E_1 + E_2) + \frac{E_1 - E_2}{2} \cos 2\varphi \\ H_{22} = \frac{1}{2} (E_1 + E_2) - \frac{E_1 - E_2}{2} \cos 2\varphi \\ H_{12} = \frac{E_1 - E_2}{2} \sin 2\varphi \end{cases}$$

d'où :

$$dH_{11} dH_{22} dH_{12} = -\frac{1}{2} d(E_1 + E_2) d(E_1 - E_2) (E_1 - E_2) d\varphi = (E_1 - E_2) dE_1 dE_2 d\varphi$$

et il apparaît que la probabilité élémentaire de la matrice H est proportionnelle à $D = (E_1 - E_2)$ pour D petit (probabilités de dE et d φ constantes). La distribution de D sera donnée par la loi de Wigner si l'on suppose que p_D est toujours proportionnel à D : puisque cela ne peut être vrai, la loi de Wigner ne sera alors qu'une approximation.

γ - Les résultats obtenus dans le cas d'une matrice 2 x 2 se retrouvent dans le cas d'une matrice de rang quelconque : la loi de Wigner est une très bonne approximation si l'on suppose que les éléments de l'hamiltonien sont distribués suivant ces lois normales, mais même en l'absence de cette hypothèse la distribution des espacements sera assez voisine de la loi de Wigner.

Cas de matrice d'ordre > 2. Plusieurs études furent effectuées en partant d'hypothèses sur la distribution des éléments hamiltonien, à savoir :

- Les éléments de matrices sont des variables aléatoires indépendantes distribuées normalement,

- tous les éléments non diagonaux ont la même variance et une moyenne nulle,

- tous les éléments diagonaux ont la même variance et la même moyenne,

- la variance des éléments diagonaux est double de celle des éléments non diagonaux

Nous rappelons quelques résultats.

PORTER et ROSENZWEIG [VI, 22] ont donné la solution analytique pour une matrice de rang égal à 3. Elle est assez voisine de la loi de Wigner ; par exemple sa variance est égale à 0,280 contre 0,273 pour la loi de Wigner. Ils ont également calculé numériquement la distribution des espacements en diagonalisant des matrices de rang 2 à 20 dont les éléments sont tirés au hasard : ils constatèrent que l'histogramme résultant était toujours très bien décrit par la loi de Wigner.

MEHTA et GAUDIN [VI, 23 à VI, 25] étudièrent la forme limite de la distribution des espacements lorsque le rang de la matrice devient très grand. MEHTA donna des expressions simples de deux lois $F_0(x)$ et $F_1(x)$ encadrant la loi intégrale exacte $F(x) = \int_x^\infty f(x) dx$ pour toute valeur de $x = D / < D >$

GAUDIN calcula numériquement la valeur de F et la compara à la loi de Wigner : $F(x)$

et $P_{(x)}$ (compris entre 0 et 1) diffèrent toujours de moins de 0,0065, alors que la différence relative de $f_{(x)} = \frac{\partial F_{(x)}}{\partial x}$ et de $p_{(x)}$ est inférieure à 5% pour $x \leq 3$. Ces deux lois sont à peine discernables sur un graphique. Etant donné le petit nombre d'espacements expérimentaux pouvant être analysés et donc la faible statistique définissant les histogrammes expérimentaux, nous pouvons conclure que la loi de Wigner, simple à utiliser, constitue une très bonne approximation de la loi exacte f_x .

Validité des hypothèses sur la distribution des éléments de matrice

Tous les résultats précédents supposent que les hypothèses sur la distribution des éléments de la matrice sont exactes. Plusieurs auteurs, notamment PORTER et ROSENZWEIG [VI, 22] ont montré qu'il en était bien ainsi à deux conditions seulement :

- les éléments de matrice sont indépendants les uns des autres (pas de corrélation),
- la loi de distribution des éléments est invariante dans un changement de représentation.

Si cette seconde condition est exacte, il n'en est pas forcément de même de la première ; en particulier, l'existence d'états collectifs implique une certaine corrélation. Mais la seconde condition n'est pas nécessaire pour obtenir un effet de répulsion des niveaux lorsque N est grand, et des distributions pratiquement indiscernables de la loi de Wigner furent obtenues par PORTER et ROSENZWEIG en supposant que les éléments de matrices étaient distribués :

- soit suivant une loi uniforme entre - 1 et + 1
- soit suivant une loi uniforme entre - 1 et $-\frac{1}{2}$ d'une part, $+\frac{1}{2}$ et + 1 d'autre part,
- soit suivant deux fonctions δ centrées en + 1 et - 1.

Un tel résultat est également obtenu en supposant que tous les éléments diagonaux sont nuls. Mais les éléments étaient toujours supposés indépendants.

Etudes de DYSON

Dans une série de trois articles [VI, 26] DYSON a donné les bases d'une nouvelle méthode d'approche. Il fait remarquer qu'il ne paraît pas raisonnable de supposer un caractère aléatoire aux éléments H_{ij} de l'hamiltonien ; en particulier il n'est pas possible de définir une distribution de probabilité uniforme pour tous les éléments d'une matrice infinie, et il doit y avoir des restrictions sur l'ordre de grandeur des H_{ij} car toutes les interactions ne sont pas également probables.

Il introduit un nouvel ensemble E_1 , dit orthogonal, dans lequel un système est représenté par une matrice unitaire symétrique S de rang $N \times N$. Les valeurs propres de S sont des nombres complexes $\exp(i\theta_j)$, sur un cercle unité. Il n'est pas besoin de préciser la nature de la relation de S avec H : on suppose seulement que S est fonction de H, de sorte que θ_j est fonction des énergies des niveaux E_j ; sur un petit intervalle, la relation entre θ_j et E_j sera à peu près linéaire.

Il établit différentes propriétés de cet ensemble orthogonal*, qui exigent seulement l'invariance par rapport au renversement du temps et aux rotations. Pour les grandes valeurs de $x = D / \bar{D}$, DYSON obtient une probabilité donnée par :

$$q_{(x)} \sim A x^{\frac{17}{8}} \exp \left[-\frac{\pi x^2}{16} - \frac{\pi x}{4} \right]$$

*Nota - Il introduit également un ensemble dit symplectique (invariance par rapport au renversement du temps, mais non par rapport aux rotations, et ce pour des systèmes à spin demi entier) et un autre dit unitaire (pas d'invariance par rapport au renversement du temps) Mais ces cas ne nous intéressent pas ici.

à comparer avec la loi Wigner :

$$p_x = \frac{\pi}{2} x \exp \left[-\frac{\pi}{4} x^2 \right]$$

Il en déduit que la loi de Wigner sous estime la fréquence des grands espacements, mais la différence sera peu sensible car il y en a très peu, et cela aura très peu d'effet en pratique. Il ne donne pas de valeur de $q(x)$ pour toute valeur de x . Néanmoins, KAHN et PORTER [VI, 27] estiment que les ensemble gaussiens et circulaires sont équivalents pour des dimensions infinies.

Nous admettons que la loi de Wigner représente une très bonne approximation de la distribution des espacements des niveaux adjacents pour une seule population.

b) Espacement de niveaux adjacents. Mélange de population

Le calcul de la loi de distribution des espacements résultant du mélange de plusieurs populations est donné dans l'annexe A, 6. Il suppose que les populations sont indépendantes. Nous en donnons le résultat. Nous supposons que la distribution des espacements D de chaque population est définie par une loi $p_i(D)$ telle que :

$$\int_0^{\infty} p_i(D) dD = 1 \qquad \int_0^{\infty} D p_i(D) dD = \bar{D}$$

Nous définissons la probabilité intégrale $P_{(D)}$ et le moment du premier ordre $P_D^{(2)}$ tels que :

$$P_i(D) = \int_D^{\infty} p_i(D) dD \qquad P_i^{(2)}(D) = \int_D^{\infty} D p_i(D) dD = \int_D^{\infty} P_i(D) dD$$

Nous définissons les mêmes fonctions pour la loi résultante, soient $r_{(D)}$, $R_{(D)}$ et $R_D^{(2)}$. Cette loi résultante sera donnée par :

$$\frac{R_{(D)}^{(2)}}{R_{(0)}^{(2)}} = \frac{R_{(D)}}{\bar{D}_i} = \prod_{i=1}^{i=n} \frac{P_i^{(2)}(D)}{P_i^{(2)}(0)} = \prod_{i=1}^{i=n} \frac{P_i^{(2)}(D)}{\bar{D}_R}$$

(puisque $P_i^{(2)}(0) = \bar{D}_i$)

Cette formule donne la distribution résultant de la superposition d'un nombre quelconque de populations, quelle que soit la loi de distribution, pourvu que $\bar{D}_i$ soit défini.

La figure VI, 16 représente quelques distributions résultant du mélange de plusieurs distributions ; les différents cas sont :

- courbe 1 : 1 population (loi de Wigner)
- courbe 2 : 2 populations dans les rapports $\frac{1}{4}$ et $\frac{3}{4}$ (cas des niveaux "s" du Rhodium)
- courbe 3 : 3 populations dans les rapports $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{4}$ et $\frac{1}{2}$ (cas des niveaux "s" et "p" du Thorium)
- courbe 4 : 5 populations dans les rapports $\frac{1}{13}$, $\frac{3}{13}$, $\frac{1}{13}$, $\frac{3}{13}$ et $\frac{5}{13}$ (cas des niveaux "s" et "p" du Rhodium)
- courbe 5 : loi exponentielle : distribution au hasard, cas limite résultant du mélange d'un grand nombre de populations.

c) Espacements de niveaux non adjacents. Moments et corrélations

α - Il est aisé de calculer la distribution des niveaux non adjacents si ceux-ci sont indépendants. Par exemple, la distribution des espacements des niveaux séparés par un seul autre ni-

veau est donnée par :

$$p_1(x) = \int_0^x p(y) p(x-y) dy$$

La courbe 1 de la figure VI. 17 représente $p_1(x)$ en prenant la loi de Wigner pour $p(x)$.

Mais les espacements adjacents ne sont pas indépendants : leur coefficient de corrélation est négatif, c'est-à-dire que la variance de la distribution des espacements non adjacents est plus faible que celle calculée en ne tenant pas compte des corrélations. PORTER [VI. 28] calcula $p_1(x)$ pour des matrices gaussiennes de rang 3 ; KAHN [VI. 29] fit le même calcul en partant des résultats de DYSON (ensemble orthogonal) pour N très grand : les deux résultats sont pratiquement confondus. La courbe 3 de la figure VI. A représente la distribution obtenue par KAHN. Quoique semblable à la précédente (courbe 1), elle est sensiblement plus étroite.

Par calcul numérique, en résolvant le problème des valeurs propres pour des matrices 10 x 10, PORTER calcula la loi $p_{(k)}$ - pour k variant de 1 à 9 /VI. 30, voir aussi VI. 7/. Il calcula également la variance de ces distributions. GARRISON montra [VI. 7] que les distributions expérimentales de l'espacement des résonances séparées par k niveaux étaient en bon accord avec les lois $p_k(x)$ déterminée par PORTER.

8 - Nous définirons un moment d'ordre n des espacements des niveaux séparés par k résonances - soit M_k^n - par :

$$M_k^n = \frac{\sum_{i=1}^N (E_{i+k} - E_i)^n}{N}$$

et un moment normalisé $\mathcal{M}_k^n$ par :

$$\mathcal{M}_k^n = \frac{M_k^n}{(M_0^1)^n}$$

Ce moment normalisé peut être aisément calculé pour des niveaux régulièrement espacés (la distribution des espacements est alors la fonction $\delta(\bar{D} - D)$) ; il vaut :

$$\mathcal{M}_{k(\delta)}^n = (k+1)^n$$

Il peut également être calculé pour une loi de Wigner en l'absence de corrélation, soit, pour $n = 2$:

$$\mathcal{M}_{k(w)}^2 = (0, 273)^k$$

La valeur $\mathcal{M}_{k(\delta)}^n$ sera le minimum possible de $\mathcal{M}_k^n$: la comparaison des résultats doit porter sur $\mathcal{M}_k^n - \mathcal{M}_{k(\delta)}^n$ plutôt que sur $\mathcal{M}_k^n$, (ainsi que le suggère d'ailleurs GARRISON) car autrement, il faudrait comparer des nombres voisins très grands.

γ - Le coefficient de corrélation des espacements simples séparés par k espacements est donné par :

$$r_k = \frac{\text{Cov}(D_i, D_{i+k})}{[\text{var}(D_i) \text{var}(D_{i+k})]^{1/2}} \quad \text{avec} \quad D_i = E_{i+1} - E_i$$

Il y a des relations simples entre coefficients de corrélation et moments (voir GARISSON [VI. 7]).

∂ - Ces trois méthodes d'analyse - distribution des espacements des niveaux séparés par k niveaux, moments et coefficients de corrélations - permettent en réalité l'étude du même phénomène : la non indépendance des espacements des niveaux voisins.

Nous n'utiliserons pas la première méthode : il est déjà difficile de montrer que la loi de distribution des espacements n'est bien décrite que par la loi de Wigner (ou une loi voisine). Or plus k augmente, plus d'une part la distribution tend vers la fonction ∂, quelle que soit la loi de base, et plus les erreurs résultant de la perte de niveaux (ou de la prise en compte de certains autres) sont grandes.

Les deux autres méthodes qui donnent des résultats chiffrés permettent de mieux évaluer l'écart avec la fonction ∂, et d'évaluer les erreurs par comparaison avec une expérience simulée.

2 - Résultats expérimentaux. Distribution des espacements

a) Rhodium

La figure VI. 18 représente la distribution expérimentale des espacements des niveaux du Rhodium 103 (histogramme 1) alors que la courbe 2 représente ce qu'elle devrait être si aucun niveau n'était perdu, et en admettant que la densité des niveaux "s" et "p" est proportionnelle à $2J + 1$. Cette courbe théorique est celle de la figure VI. 16 (courbe 4) avec $\bar{D} = 8$ eV et pour 518 niveaux :

$$n_{(D)} dD = \frac{518}{8} p\left(\frac{D}{8}\right) dD$$

La normalisation de la courbe et de l'histogramme est telle que

$$\int_0^{\infty} D n_{(D)} dD = E_{\text{final}} - E_{\text{initial}} = 4\,139 \text{ eV}$$

L'histogramme expérimental et la courbe théorique sont très différentes ; l'excès de grands espacements, et le déficit de petits est essentiellement dû à des effets expérimentaux. La figure VI. 19 représente la distribution intégrale des espacements. :

$$N_{(D)} = \int_D^{\infty} n_{(D)} dD$$

Les aires délimitées par les courbes expérimentales (courbe 1) et théorique (courbe 2) sont égales ; le manque de petits espacements est aussi apparent que d'après les courbes précédentes.

Nous n'avons pas essayé de corriger la distribution des espacements des niveaux omis car la correction à apporter est bien trop importante.

b) Thorium

L'histogramme 1 de la figure VI. 20 représente la distribution expérimentale des espacements, et la courbe 2 la distribution prévue pour l'ensemble des niveaux "s" et "p" en admettant que la densité des niveaux est bien proportionnelle à $2J + 1$. L'espacement moyen est égal à 4, 2 eV et nous supposons l'existence d'environ 708 niveaux jusqu'à 3 0005 eV. Comme pour le Rhodium, il n'y a aucun accord entre la distribution théorique et la distribution expérimentale.

L'histogramme 3 représente la distribution des espacements du Thorium simulé (voir V B 4). Nous rappelons qu'il y a trois familles de niveaux, chacune suivant la loi de Wigner, que

les effets expérimentaux introduits reproduisent aussi fidèlement que possible la réalité. L'histogramme 3 représente la distribution des espacements des niveaux identifiés sur la courbe pseudo expérimentale. La figure VI. 21 représente la distribution intégrale des espacements : la courbe 1 correspondant au Th, la 2 à la loi théorique et la 3 au Thorium simulé.

L'accord entre les histogrammes réels et simulés est bon : ce qui montre que le désaccord entre la loi expérimentale et la loi théorique est essentiellement dû aux effets expérimentaux.

Afin de préciser la loi de distribution des espacements, nous avons essayé de ne retenir que les niveaux "s". La figure VI. 9 montre que cela paraît possible jusqu'à 750 eV car d'une part ils sont encore peu mélangés aux niveaux "p" (environ 10 % d'entre eux risquent d'être confondus avec des "p"), et d'autre part 4 ou 5 de ces petits niveaux "s" ont été identifiés : soit justement environ 10 % du total puisqu'il y aurait à peu près $750 / 16,8 = 45$ niveaux "s" en dessous de 750 eV. Il est donc possible que l'on ne perde aucun des niveaux "s" jusqu'à 750 eV.

La figure VI. 22 représente, en traits pleins, la distribution expérimentale des 38 espacements des 39 niveaux identifiés "s" (histogramme 1) ainsi que la loi de Wigner (courbe 2). L'accord est bon, quoique la statistique soit faible ; la variance de la loi expérimentale est égale à 0,34 alors que la variance de la loi de Wigner vaut : $4 / \pi - 1 = 0,273$.

Nous avons cherché à vérifier si une loi exponentielle était, compte tenu des effets expérimentaux, compatible avec la distribution 1. Pour cela, nous avons simulé une section efficace totale du Thorium en supposant que les espacements étaient distribués suivant une loi exponentielle. L'histogramme 3 (en pointillé) représente la distribution des espacements des niveaux identifiés. Le désaccord avec la loi exponentielle 4 est dû aux effets expérimentaux : 6 petits espacements ont été perdus ; leur inclusion améliorerait l'accord avec la loi exponentielle. La variance de cette distribution est de 0,64, alors que la variance de la loi exponentielle est égale à 1 : les effets expérimentaux diminuent cette variance, ce qui est assez compréhensible. Ils devraient également tendre à diminuer la variance de la loi de Wigner, quoique à un degré moindre ; or la variance de la distribution des espacements des niveaux du Thorium est égale à 0,34 et donc supérieure à celle de la loi de Wigner : étant donné le faible échantillonnage, nous ne savons si cet effet est significatif.

Afin d'améliorer la statistique, nous pouvons ne prendre que les grands niveaux de 0 à 3 keV ; par grands niveaux, il faut entendre ceux ayant une valeur de $g \Gamma_n^0$ supérieure à une certaine limite qui peut dépendre de l'énergie. Elle sera ajustée de façon à maintenir une densité des niveaux à peu près constante de 0 à 3 keV, et voisine de celle prévue pour les niveaux "s". Cela revient un peu à ne retenir que les niveaux détectés par GARG [V. 6]. Nous avons pris la même limite pour le Thorium réel et pour le Thorium simulé. Il apparaît dans ce dernier cas que des résonances "s" sont perdues alors que des "p" sont prises en compte.

La distribution des espacements, voisine de celles obtenues par GARG [V. 6] et par GARRISON [VI. 7], est bien décrite par une loi de Wigner, sans qu'il soit possible de savoir dans quelle mesure cet accord est significatif. Mais nous avons utilisé cette sélection de "grands niveaux" pour étudier les corrélations et les distributions des espacements des niveaux non adjacents en comparant les résultats obtenus sur le thorium réel avec ceux obtenus sur le thorium simulé pour pouvoir éventuellement corriger de la perte de niveaux "s" et de la prise en compte de niveaux "p".

3° - Résultats expérimentaux - Moments et corrélations

Nous n'étudierons que le Thorium, et les études porteront sur la sélection des grands niveaux définie ci-dessus.

a) Coefficients de corrélation

Les résultats sont présentés dans le tableau VI.6.

TABLEAU VI.6

k	0	1	2	3	4	5	6	7	Erreur
Thorium	- 0,173	- 0,083	- 0,044	- 0,069	- 0,052	0,113	0,003	0,069	0,075
Thorium simulé	- 0,042	- 0,022	- 0,011	0,065	- 0,003	0,017	0,028	- 0,075	0,073
Thorium (GARRISON)	- 0,21	- 0,08	- 0,04	+ 0,05	- 0,11	+ 0,04			0,08
Prévisions théoriques	- 0,25	- 0,11	- 0,03	+ 0,03	+ 0,00	- 0,13			0,03

Le coefficient de corrélation r entre espacements est donné pour différentes valeurs de k (nombre d'espacements entre les 2 espacements considérés). Les différentes lignes correspondent à :

1ère ligne : valeur de r pour les 178 grands niveaux du thorium

2ème ligne : valeurs de r pour les 188 grands niveaux du thorium simulé

3ème ligne : valeurs de r calculées par GARRISON dans le cas du thorium (calcul direct)

4ème ligne : valeurs théoriques de r ; par cette expression, il faut entendre : coefficient de corrélation entre les valeurs propres de matrices 20×20 sans les 8 valeurs extrêmes (voir GARRISON), les éléments des matrices étant aléatoires.

Nous remarquerons que :

- les résultats sont en accord avec ceux de GARRISON pour $k = 0$ (espacements adjacents), 1 et 2.

- il n'y a pas de corrélation significative pour le Thorium simulé, et donc vraisemblablement pas d'effet expérimental faussant la valeur de r ,

- l'accord avec les "prévisions théoriques" est assez bon pour $k = 0, 1$ et 2.

Les désaccords pour $k > 3$ est certainement dû aux choix des niveaux : nous ne prenons pas exactement les mêmes que GARRISON, et les corrélations à longues portées s'en trouvent davantage affectées que celles à courtes portées. En particulier, il est probable que nous avons pris en compte davantage de résonances "p", et perdu davantage de petites "s" : du fait de la répulsion des niveaux des dernières sont, en moyenne, distantes des grandes "s", et l'amélioration des conditions expérimentales (effet Doppler surtout) nous a permis surtout d'étudier de grandes résonances "p" autrement masquées par les grandes "s". Il eut été souhaitable pour augmenter la proportion de niveaux "s" parmi les "grands niveaux" de tenir compte de l'espacement entre les résonances alors que nous avons fait le tri indépendamment de celui-ci. Mais cela aurait perturbé les résultats par une élimination systématique des petits espacements (qui existent, quoique peu fréquents) et aurait introduit un facteur subjectif qui pourrait fausser la comparaison avec le Thorium fictif.

b) Moments

Le tableau VI. 7 donne les valeurs de

$$M_k^n - M_{k(\delta)}^n = M_k^n - (k+1)^n$$

pour le Thorium et le "Thorium simulé" (lignes 1 et 2) ; les 3ème lignes donnent les valeurs "théoriques" obtenues comme précédemment (à partir du résultat de l'inversion de matrice 20 x 20). Les 4ème lignes donnent les valeurs des moments si les espacements, indépendants, suivent la loi de Wigner.

Les moments "théoriques" sont inférieurs à ceux de la loi de Wigner : c'est le résultat prévisible d'une corrélation négative. Mais les moments du Thorium sont nettement supérieurs à ces valeurs théoriques. Ce défaut a probablement une cause expérimentale : les moments du Thorium simulé sont également nettement supérieurs à ceux de la loi de Wigner sans corrélation, alors qu'ils devraient en être voisin.

Nous avons essayé de corriger cet effet expérimental en supposant qu'il est le même pour le Thorium et pour le Thorium simulé ; nous avons soustrait des moments calculés pour le Thorium la différence entre les moments du Thorium fictif et ceux de la loi de Wigner. Les résultats de ces calculs sont donnés par les 5ème lignes du tableau. On peut constater que les valeurs ainsi corrigées se rapprochent des valeurs "théoriques" mais leur restent supérieures ; il faut bien remarquer que la méthode de corrélation est assez arbitraire.

Le fait que les moments, ainsi corrigés, soient toujours supérieurs aux valeurs "théoriques" n'est peut être pas significatif mais doit être rapproché du fait que la variance de la distribution des espacements des niveaux "s" du ²³²Th en dessous de 750 eV est supérieure à celle correspondant à la loi de Wigner.

TABLEAU VI. 7

	n = 2	n = 3	n = 4	
k = 0	0.347	1.22	3.23	Th
	0.325	1.12	2.89	Th fictif
	0.28	0.93	2.29	Théorie
	0.273	0.91	2.24	Loi Wigner (sans corrélation)
	0.295	1.01	2.58	Th corrigé
k = 1	0.592	3.16	15.7	Th
	0.622	3.99	18.1	Th fictif
	0.42	2.6	11.3	Théorie
	0.546	3.46	13.1	Loi Wigner (sans corrélation)
	0.516	2.63	10.7	Th corrigé
k = 2	0.782	7.09	45.1	Th
	0.918	8.58	55.9	Th fictif
	0.50	4.6	29	Théorie
	0.819	7.65	48.2	Loi Wigner (sans corrélation)
	0.683	6.16	37.4	Th corrigé
k = 3	0.975	11.4	92.9	Th
	1.206	14.9	126	Th fictif
	0.6	6.7	55	Théorie
	1.092	13.5	111.7	Loi Wigner (sans corrélation)
	0.861	10.0	78.6	Th corrigé
k = 4	1.06	15.4	155	Th
	1.59	23.9	249	Th fictif
	0.7	10	99	Théorie
	1.365	20.9	215	Loi Wigner (sans corrélation)
	0.83	12.4	121	Th corrigé
k = 5	1.17	20	240	Th
	1.96	35.1	430	Th fictif
	0.7	13	156	Théorie
	1.64	30.1	368.5	Loi Wigner (sans corrélation)
	0.85	15	178.5	Th corrigé
k = 6	1.36	26.7	371	Th
	2.42	49.4	703	Th fictif
	0.7	15	217	Théorie
	1.91	40.8	582	Loi Wigner (sans corrélation)
	0.85	18.1	250	Th corrigé

VII - VALEURS MOYENNES DES PARAMETRES

A - FONCTION DENSITE

Nous avons vu en I. c que la section efficace totale moyenne d'interaction d'un neutron avec un noyau est uniquement fonction des ϕ_1 et des rapports $(\langle \Gamma_n \rangle / \langle D \rangle)_{1,J}$, et est donc indépendant de l'espacement moyen des résonances. Ce rapport est égal, à une constante près, à la transparence de la barrière de potentiel ($T_{1,J} = 2\pi \langle \Gamma_{n1,J} \rangle / \langle D_{1,J} \rangle$). L'interprétation physique en est essentiellement effectuée à l'aide du modèle optique.

Par définition, la fonction densité est la quantité $s_{1,J} = \langle \gamma^2 \rangle / \langle D \rangle$, indépendante de l'énergie. Suivant l'usage en physique expérimentale, nous appellerons fonction densité, $S_{1,J}$ le rapport normalisé à 1 eV de la largeur neutronique réduite moyenne à l'espacement moyen :

$$S_{1,J} = \frac{\langle \Gamma_{nJ}^1 \rangle}{\langle D_{1,J} \rangle} = \frac{1}{2\pi \sqrt{E}} T_{1,J} \quad (E)$$

avec $\Gamma_{nJ}^1 = \rho(1 \text{ eV}) \frac{\Gamma_{n1,J}}{p_1}$

($\rho_{1 \text{ eV}} = k_{1 \text{ eV}}^a - k_{1 \text{ eV}}$ étant le nombre d'onde à 1 eV, voir I. A).

1° - Rappels théoriques

Les premiers essais de description de l'interaction de neutrons avec un noyau par un puits de potentiel datent de 1935. BETHE [VII. 1] essaya alors, d'ailleurs sans succès, de décrire la diffusion de neutrons de basse énergie en utilisant un potentiel réel. En 1936, OSTRAFSKY, BREIT et JOHNSON [VII. 2] montrèrent que le potentiel devait être complexe pour tenir compte de l'absorption.

Le modèle du puits de potentiel complexe, ou modèle optique, fut utilisé par FERNBACH, SERBER et TAYLOR [VII. 3] en 1949 pour décrire l'interaction de neutrons de 90 MeV, puis par FESHBACH, PORTER et WEISSKOPF [VII. 4] en 1953 pour décrire les sections efficaces moyennes pour des neutrons d'énergie 0,1 à 3 MeV. Ils utilisèrent un potentiel carré avec absorption de volume. Depuis de nombreux modèles furent proposés. Pour notre application, nous en considérerons deux catégories :

a) Ceux qui ne tiennent pas compte de déformations

Ils ne décrivent pas le dédoublement du pic de la fonction densité S_O vers $A = 155$, ni la bosse vers $A = 75$, mais peuvent donner une bonne description pour $A \sim 110$. Un tel potentiel fut utilisé par MOLDAUER [VII. 8] en 1963 qui prit :

$$V = U_0 f(r) - i W_0 g(r) + V_{S_0} \left(\frac{\hbar}{m \pi c} \right)^2 \left(\frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} \right) \vec{l} \cdot \vec{\sigma}$$

$$f(r) = \left[1 + \exp \left(- \frac{r - R_1}{\alpha_1} \right) \right]^{-1} \quad g(r) = \exp \left(- \frac{r - R_2}{\alpha_2} \right)^2$$

avec

$$R_1 = r_0 A^{1/3} + r_1$$

$$R_2 = r_0 A^{1/3} + r_2$$

$$r_1 = 0,6 f_m$$

$$\alpha_1 = 0,62 f_m$$

$$U_0 = 46 \text{ MeV}$$

$$r_2 = 1,1 f_m$$

$$\alpha_2 = 0,5 f_m$$

$$W_0 = 14 \text{ MeV}$$

$$r_0 = 1,16 f_m$$

$$V_{S_0} = 7 \text{ MeV}$$

La forme en est représentée par la figure VII.1.c. Les courbes c des figures VII.3 et VII.4 représentent la fonction densité S_1 et la longueur de diffusion R' obtenues avec ce modèle.

Plus récemment ENGELBRECHT et FIEDELDEY [VII.9] étudièrent un potentiel non local permettant de décrire les résultats expérimentaux jusqu'à 150 MeV, alors que les modèles précédemment proposés étaient généralement adaptés soit aux hautes, soit aux basses énergies. Ils introduisent un modèle local équivalent qu'ils adaptèrent, à basse énergie, sur le potentiel de Moldauer ; la fonction densité S_0 qu'ils obtiennent est très voisine de celle de Moldauer, avec un minimum pour $A \sim 110$ un peu inférieur. La courbe c de la figure VII.2 représente la fonction densité S_0 obtenue avec ce modèle local. La description des résultats expérimentaux pour $A \sim 110$ est meilleure que celle donnée par le modèle non local de PEREY et BUCK [VII.7]

Ils donnent un modèle local équivalent simplifié ayant un potentiel dépendant de l'énergie qui permet une description assez correcte des résultats expérimentaux jusqu'à 150 MeV. Il est identique à celui de Moldauer pour $E = 0$.

b) Ceux tenant compte des déformations des noyaux.

Un tel modèle fut proposé par CHASE, WILETS et EDMONDS [VII.5] en 1958. Ils utilisèrent un puits trapézoïdal avec seulement une absorption de volume et explicitèrent le calcul des mouvements collectifs de rotations. Ils trouvèrent que l'excitation rotationnelle directe est faible en-dessous de 1 MeV. Surtout ils montrèrent que le dédoublement du pic de la fonction densité vers $A = 160$ était correctement expliqué par la déformation des noyaux. Le coefficient de déformation β tel que

$$R(\theta') = R_0 (1 + \beta Y_{(2,0)}(\theta'))$$

déterminé d'après le moment quadrupolaire intrinsèque variait de 0 à 0,29. La figure VII.1.a représente la forme du potentiel qu'ils utilisèrent avec :

$$V = -V_0 - iW_0 = -V_0(1 + i\xi)$$

$$R = 1,35 A^{1/3}$$

$$V_0 = 4,4 \text{ MeV}$$

$$D = 2,2 f_m$$

$$W_0 = V_0 \xi = 2,2 \text{ MeV}$$

Les courbes a des figures VII.2 et VII.4 représentent respectivement la fonction densité S_0 et la longueur de diffusion potentielle R'_0 calculées avec ces paramètres.

BUCK et PEREY [VII.6] reprirent le calcul en tenant compte des déformations permanentes et des vibrations quadrupolaires aisées à provoquer, et qui peuvent affecter la fonction densité. Ils utilisèrent une forme de potentiel de SAXON WOOD pour la partie réelle avec une absorption de surface et inclurent un potentiel spin orbite :

$$V = -V_0 f(r) - i W_0 g(r) + U_{S_0} \left(\frac{\hbar^2}{m_\pi c} \right)^2 \left(\frac{1}{2} \frac{df(r)}{dr} \right) \vec{l} \cdot \vec{\sigma}$$

$$f(r) = \left[1 + \exp \left(\frac{r-R}{a} \right) \right]^{-1} \quad g(r) = 4 \exp \left(\frac{r-R}{b} \right) \left[1 + \exp \left(\frac{r-R}{b} \right) \right]^{-2}$$

avec

$$\begin{aligned} R &= 1,27 A^{1/3} & V_0 &= 48 \text{ MeV} \\ a &= 0,65 f_m & W &= 11 \text{ MeV} \\ b &= 0,47 f_m & V_S &= 6 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Ces paramètres sont les valeurs locales équivalentes d'un potentiel non local précédemment étudié [VII.7]. La figure VII.1.b en représente la forme. Les courbes b des figures VII.2 et VII.3 donnent S_0 et S_1 calculées d'après ce modèle qui explique une certaine dissymétrie de la résonance 3 p vers $A = 100$ pour S_1 .

2° - Méthodes de détermination

La fonction densité est, par définition, pour un moment orbital 1 et un état de spin J :

$$S^J = \frac{\langle \Gamma_{nJ}^1 \rangle}{\langle D_J^1 \rangle}$$

$\langle \Gamma_{nJ}^1 \rangle$ étant la valeur moyenne de la largeur neutronique réduite et $\langle D_J^1 \rangle$ l'espacement moyen des niveaux J^π formés par interaction avec un neutron de moment orbital 1. Elle peut être déterminée soit d'après ces valeurs moyennes, soit d'après la somme des Γ_{nJ}^1 sur un intervalle d'énergie ΔE contenant n niveaux :

$$S_1^J = \frac{\frac{1}{n} \sum \Gamma_{nJ}^1}{\frac{1}{n} \sum D_J^1} = \frac{\sum_{\Delta E} \Gamma_{nJ}^1}{\Delta E}$$

Il ressort de cette expression que la perte de petits niveaux dans l'intervalle ΔE n'est pas gênante : n en dépend, mais ΔE ne change pas et $\sum_{\Delta E} \Gamma_{nJ}^1$ varie peu si les niveaux perdus sont petits. Si la fonction densité est indépendante du spin et si la densité des niveaux est proportionnelle à $2J+1$, la fonction densité pour le moment orbital 1 est donnée par :

$$S_1^J = \frac{1}{2J+1} \frac{\langle g \Gamma_n^1 \rangle}{\langle D^1 \rangle} = \frac{1}{2J+1} \frac{\sum_{\Delta E} g \Gamma_n^1}{\Delta E}$$

il faut remarquer que $\langle g \Gamma_n^1 \rangle$ est alors indépendant du spin : ce qui justifie l'étude de la

distribution de $g \Gamma_n^1$ en confondant les spins. Il y aura donc deux méthodes de détermination de la fonction densité basées sur l'étude des paramètres de résonance :

- La première consistera à déterminer $\langle g \Gamma_n^1 \rangle$ et $\langle D^1 \rangle$ d'après la distribution des $g \Gamma_n^1$ en supposant que cette distribution suit bien une loi en χ^2 à 1 degré de liberté (ce qui n'est toujours vrai pour certains Γ_{nJ}^1 lorsque $l > 0$)

- La seconde sera de déterminer la pente de l'histogramme $\Sigma_E g \Gamma_n^1$ ou de calculer $\Sigma g \Gamma_n^1 / \Delta E$. Il y a une légère différence entre ces deux variantes : détermination de la pente et division de la somme des $g \Gamma_n^1$ par l'intervalle d'énergie. Mais cette différence n'est généralement pas significative.

Il faut signaler une autre méthode préconisée par MURADYAN et ADAMCHUK [VII, 10] et, plus récemment, par SLAVINSKAS et KENNET (à une légère variante près) [VII, 11] : elle consiste à déterminer la valeur la plus probable de S^1 d'après les distributions expérimentales des largeurs neutroniques et des espacements des niveaux. Mais d'une part, cette valeur "la plus probable" diffère de la valeur moyenne que nous calculons d'après la définition. D'autre part, le résultat est très affecté par la perte de petits niveaux : ce qui explique que les valeurs (et les barres d'erreurs) calculées par MURADYAN soient différentes de celles données par d'autres auteurs à partir des mêmes données. Aussi n'utiliserons nous pas cette dernière méthode.

- Evaluation de l'erreur - Elle résulte d'une part du nombre limité de niveaux analysés (erreur d'échantillonnage), d'autre part des erreurs expérimentales. Ces dernières n'agissent que sur la somme des largeurs neutroniques et l'erreur résultante est généralement faible.

Si le nombre de niveaux analysés est N , la variance relative caractérisant l'erreur sur la fonction densité est la somme des variances relatives caractérisant $\langle g \Gamma_n^0 \rangle$ et $\langle D \rangle$. La première vaut $2/N$ si la loi de distribution des largeurs neutroniques réduites est une loi en χ^2 à 1 degré de liberté. En effet la distribution des valeurs possibles de $g \Gamma_n^0$ est alors une loi en χ^2 à N degrés de liberté dont la valeur moyenne est $\langle g \Gamma_n^0 \rangle$.

La seconde peut être évaluée approximativement en remplaçant la loi de WIGNER par une loi en χ^2 à 7,33 degrés qui a le même écart type : la variance de $\langle D \rangle$ qui vaut alors $1/(3,66 N)$ est bien plus petite que celle sur $\langle g \Gamma_n^0 \rangle$ et ceci en négligeant les corrélations entre espacements. Or, ces dernières existent certainement ; en particulier, la corrélation des espacements adjacents est de l'ordre de $-0,2$: c'est à dire qu'un petit espacement sera en moyenne suivi d'un grand - et réciproquement. La fluctuation de l'espacement des niveaux séparés par K autres niveaux sera donc plus faible que ne le prévoit la loi de WIGNER - et, par conséquent, la variance caractérisant la détermination expérimentale du nombre N de niveaux sur l'intervalle ΔE sera inférieure à $1/(3,66 N)$. Dans ce qui suit, nous négligerons l'effet de l'erreur sur $\langle D \rangle$ sur l'erreur résultante sur la fonction densité.

Il est simple de caractériser l'erreur par l'écart type ; mais la fonction de probabilité de S n'est pas symétrique autour de $\bar{S}$. Différents auteurs [VII, 10], [VII, 11], [VI, 3] ont cherché à définir des barres d'erreur asymétriques ; cette définition peut résulter de la méthode citée plus haut et conduisant à calculer la valeur la plus vraisemblable de S ; mais les critiques précédemment formulées s'appliquent également à l'erreur - qui, de plus, est calculée sans tenir compte des corrélations sur les espacements.

Nous appellerons ϵ_S^- et ϵ_S^+ les erreurs relatives sur $\bar{S}$, la première étant la barre d'erreur inférieure, la seconde la supérieure :

$$S = \bar{S} \left(1 \pm \frac{\epsilon_S^+}{\epsilon_S^-} \right)$$

Par convention, nous admettrons que $(\epsilon_S^-)^2$ est égale à la variance de la distribution de S égale à la loi en χ^2 à N degrés de liberté entre 0 et $\bar{S}$, et symétrique par rapport à $\bar{S}$. Nous définirons de même ϵ_S^+ (valeur de la loi en χ^2 pour $S > \bar{S}$, et symétrie par rapport à $\bar{S}$). Ces valeurs sont calculées dans l'annexe VIII. Le résultat en est représenté par la figure VII.5.

Il faut bien remarquer que l'erreur d'échantillonnage dépend du nombre total N de niveaux dans la gamme d'énergie étudiée - et non du nombre n de niveaux effectivement identifiés ; ce nombre N sera déterminé par l'extrapolation à zéro de la distribution des largeurs neutroniques réduites.

3° - Résultats expérimentaux

a) Rhodium

Fonction densité S_O . L'analyse de la distribution des largeurs neutroniques réduites donne :

$$\begin{aligned} S_O &= 0,561 \cdot 10^{-4} \text{ pour les niveaux jusqu'à } 4 \ 145 \text{ eV} \\ S_O &= 0,517 \cdot 10^{-4} \text{ pour les niveaux jusqu'à } 4 \ 050 \text{ eV} \end{aligned}$$

alors que $\Sigma g \Gamma_n^O / \Delta E$ (figure VII.6) est égale à :

$$\begin{aligned} S_O &= 0,581 \cdot 10^{-4} \text{ jusqu'à } 4 \ 150 \text{ eV} \\ S_O &= 0,536 \cdot 10^{-4} \text{ jusqu'à } 4 \ 060 \text{ eV} \end{aligned}$$

Il est généralement admis que la contribution à $\Sigma g \Gamma_n^O$ des niveaux "p" est négligeable ; ce n'est pas tout à fait exact ici car S_O est faible alors que S_1 est important. Par exemple à 4 keV la contribution des ondes "p" à S_O vaut, avec $S_1 = 5 \cdot 10^{-4}$ et $R = 6,6 \text{ fm}$:

$$S_{O(l=1)} = \frac{k^2 R^2}{1 + k^2 R^2} S_1 = \frac{2,1 \cdot 10^{-6} E}{1 + 2,1 \cdot 10^{-6} E} S_1 \sim 2,1 \cdot 10^{-6} E S_1 = 0,042 \cdot 10^{-4}$$

soit $0,042 / 0,55 \sim 8 \%$ de S_O .

Nous avons évalué la correction à apporter en calculant la valeur moyenne de $S_{O(l=1)}$ sur l'intervalle 0 - 4 100 eV. Nous avons trouvé une correction égale à :

$$\delta S_O = 0,021 \cdot 10^{-4}$$

et les valeurs de S_O déterminées d'après la somme de $g \Gamma_n^O$ en fonction de l'énergie deviennent respectivement :

$$\begin{aligned} S_O &= 0,56 \cdot 10^{-4} & (\text{jusqu'à } 4 \ 150 \text{ eV}) \\ S_O &= 0,515 \cdot 10^{-4} & (\text{jusqu'à } 4 \ 060 \text{ eV}) \end{aligned}$$

L'influence des niveaux "p" sur la distribution des largeurs neutroniques réduites des ondes "s" est pratiquement nulle puisque l'analyse de cette distribution ne concerne que les grandes valeurs de $g \Gamma_n^O$: il n'y a donc pas de correction à apporter.

Le très bon accord entre les résultats obtenus par les deux méthodes est fortuit. L'analyse porte sur 160 niveaux "s" environ. L'erreur relative vaut :

$$\epsilon^+ = 0,117 \quad \epsilon^- = 0,107$$

Nous adopterons :

$$S_O = (0,54 \begin{array}{l} + 0,07 \\ - 0,06 \end{array}) 10^{-4}$$

Fonction densité S_1 . La figure VI. 5 montre que l'attribution du moment orbital n'a pu être faite, en-dessous de 800 eV, que pour la moitié des plus grandes résonances pouvant être "p" ; la proportion des moments orbitaux attribués au-dessus de 800 eV est encore inférieure.

α - Distribution des largeurs neutroniques réduites. Il est assez difficile, dans ces conditions, d'étudier la distribution des largeurs neutroniques $g \Gamma_n^1$; il serait évidemment possible de supposer que tous les niveaux ayant une largeur neutronique réduite inférieure à une certaine valeur limite, fonction de l'énergie, sont "p".

Cette limite devrait être de l'ordre de $10 < g \Gamma_n^1 >$. Mais étant données les valeurs relativement faibles de S_O et grandes de S_1 , il en résulterait la confusion de niveaux "s" avec des niveaux "p". Le tableau VII. 1 représente le nombre probable de ces niveaux "s" situés entre $< g \Gamma_n^1 >$ et $10 < g \Gamma_n^1 >$ par zone de 100 eV ; la valeur de $< g \Gamma_n^1 >$ utilisée résulte de l'analyse exposée en β :

TABLEAU VII. 1

Energie eV	Nombre de niveaux "s" tels que $P_1 g \Gamma_n^1 < g \Gamma_n^0 < 10 P_1 g \Gamma_n^1$ par zone de 100 eV
100	0,31
200	0,43
500	1,1
1 000	1,45
2 000	1,80

$P_1 = k^2 R^2 / (1 + k^2 R^2)$ est le facteur de pénétration pour les ondes p.

Le nombre de niveaux "p", dans cet intervalle de valeurs de $g \Gamma_n^1$, est d'environ 2,75 par zone de 100 eV : à 800 eV, le tiers des résonances situées dans cette zone est du à des ondes de neutrons "s".

β - Nous avons déterminé la fonction densité S_1 d'après la somme des largeurs neutroniques réduites $g \Gamma_n^1$ des niveaux pouvant être "p", et ce pour deux zones d'énergies : de 0 à 700 eV d'une part, de 700 à 1 350 eV d'autre part. Deux corrections doivent être apportées :

La première correspond aux niveaux "p" non détectés. Nous l'avons évaluée en créant une section efficace totale fictive du Rhodium 103 dont les paramètres sont tirés au hasard suivant les lois de Wigner (espacements) et de Porter et Thomas (largeurs partielles) ; les valeurs moyennes de ces paramètres étaient celles (ou voisines de celles) déterminées par l'analyse.

D'après la courbe de cette section efficace fictive, reproduisant aussi bien que possible les conditions expérimentales, nous avons déterminé quelles étaient les résonances "p" que nous pouvions détecter expérimentalement, et avons déduit la somme de leur largeur neutronique réduites $g \Gamma_n^1$. Connaissant les résonances "p" qui étaient introduites dans le calcul, et la somme des $g \Gamma_n^1$ correspondante, nous en avons déduit le coefficient correctif k à appliquer aux

résultats expérimentaux. Nous avons trouvé :

de 0 à 700 eV	k = 1,04
de 700 à 1 350 eV	k = 1,27

Nous nous rendons compte que cette correction sera beaucoup plus faible, et le résultat donc bien meilleur, en dessous de 700 eV.

La seconde correspond aux niveaux "s" inclus dans les niveaux pouvant être "p". Elle dépendra du seuil S, c'est à dire de la valeur maximum possible supposée de $\langle 2g\Gamma_n^1 \rangle$. Elle pourra être évaluée soit d'après l'expérience simulée (contribution à $\Sigma g\Gamma_n^1$ des résonances "s"), soit par un calcul analytique en calculant par une intégrale double (sur les énergies et sur les valeurs de $g\Gamma_n^0$) la contribution moyenne des niveaux "s" à $\Sigma_{E=1}^E 2\Sigma_O^S (g\Gamma_n^1)$. Cette intégrale est aisée à calculer en développant en série la loi en χ^2 (méthode analogue à celle utilisée en Annexe 9). Cette seconde méthode de correction est exempte des fluctuations statistiques propres à la première, mais ne tient pas compte de la perte de petits niveaux "s" : en moyenne, la correction évaluée par la première méthode doit être inférieure à celle évaluée par la seconde. Pour corriger ce défaut, nous avons admis que cette seconde correction doit être diminuée dans le rapport 1/1,27 entre 700 et 1 350 eV.

Le tableau VII.2 représente les résultats.

TABLEAU VII.2

Seuil eV	Gamme énergie							
	0 à 700 eV				700 à 1 500 eV			
	0,2	0,25	0,3	0,4	0,2	0,25	0,3	0,4
$S_1 (10^{-4})$	4,3	5,5	6,55	6,25	4,10	4,20	4,40	3,80
$\delta S_1 (10^{-4})$	0,16	0,34	0,54	0,36	0,22	0,76	0,94	0,16
Correction (%)	18	18	16	35	32	47	55	75

La valeur de S_1 est donnée pour différentes valeurs du seuil ; δS_1 est égal à la différence entre les deux valeurs de S_1 résultant des deux méthodes de correction. L'ordre de grandeur de la correction totale apportée est donnée dans la quatrième ligne.

Nous devons nous attendre à une augmentation de S_1 en fonction du seuil, puis une stabilisation avec des fluctuations : c'est bien ce que nous constatons. Nous remarquons également que la correction et l'erreur sur celle-ci (δS_1) sont beaucoup plus grandes au-dessus de 700 eV qu'en dessous - ce qui normal. La différence entre les résultats obtenus dans ces deux gammes d'énergie (de l'ordre de 38 %) peut être dû en partie à une mauvaise évaluation des corrections au-dessus de 700 eV, et en partie à une différence d'échantillonnage : le nombre de niveaux "p" étudié dans chaque gamme est d'environ 65, donnant une erreur relative égale à 18 % (écart-type).

L'examen des différentes causes d'erreurs, et de leur probabilités, nous a conduit à

à adopter la valeur :

$$S_1 = (6 \begin{smallmatrix} +1,4 \\ -1,8 \end{smallmatrix}) 10^{-4}$$

correspondant à $< 2 g \Gamma_n^1 > = (31 \pm \frac{7}{9})$ meV en bon accord avec un seuil de l'ordre de 300 meV.

b) Thorium

Fonction densité $l = 0$. L'analyse de la distribution des largeurs neutroniques réduites

donne :

$$S_O = 0,918 \cdot 10^{-4}$$

alors que la valeur de $\Sigma g \Gamma_n^0 / \Delta E$ (figure VII. 7) est :

$$\delta S_O = 0,885 \cdot 10^{-4}$$

La correction à apporter du fait des niveaux "p" sera plus faible que dans le cas du rhodium, elle vaudra, pour $S_1 = 1,5 \cdot 10^{-4}$ et $R = 9,6$ fm :

$$\delta S_O = 0,010$$

d'où une valeur de S_O corrigée :

$$S_O = 0,875 \cdot 10^{-4}$$

L'analyse porte sur environ 180 niveaux "s" donnant des erreurs relatives :

$$\epsilon^+ = 0,110 \quad \epsilon^- = 0,10.$$

Nous adopterons :

$$S_O = (0,89 \begin{smallmatrix} + 0,11 \\ - 0,10 \end{smallmatrix}) 10^{-4}$$

Fonctions densité $l = 1$

Nous avons précédemment estimé (VI. A. 2) la fonction densité d'après la distribution de Γ_n^1 pour les niveaux jusqu'à 500 eV et en la corrigeant d'après le thorium simulé. Nous trouvons :

$$S_1 = 1,55 \cdot 10^{-4}$$

Nous avons détecté 51 petits niveaux en-dessous de 500 eV ; 4 d'entre eux furent reconnus "s", à savoir les résonances à 154, 196, 420 et 454 eV. La somme de $g \Gamma_n^1$ pour les 47 niveaux restant est de 100 meV ; il est possible que tous ces niveaux soient "p".

La somme de $g \Gamma_n^1$ pour les 43 niveaux "p" détectés en-dessous de 500 eV dans le thorium simulé vaut 137 meV. Mais les conditions d'analyses étaient différentes : par exemple une valeur de $g \Gamma_n^1$ est donnée pour toutes les résonances identifiées pour le thorium simulé, alors que pour 7 de celles du thorium cette valeur est supposée nulle : pour corriger cela, il faut diminuer $g \Gamma_n^1$ du thorium simulé de 6 meV. Nous obtenons finalement, par cette méthode, $S_1 = 1,15 \cdot 10^{-4}$. Il faudrait également tenir compte du risque de confusion entre niveaux "s" et niveaux "p". L'effet sera principalement d'augmenter la barre d'erreur. Nous adopterons :

$$S_1 = (1,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$$

Cette valeur est en bon accord avec celle obtenue à Harwell d'après l'analyse de la section efficace totale moyenne. Cette méthode de détermination n'est pas très précise ; mais elle l'est suffisamment pour permettre de rejeter la faible valeur précédemment admise ($0,5 \cdot 10^{-4}$).

c) Xénon

L'attribution isotopique n'a pu être faite pour toutes les résonances du Xénon, et il en résultera une erreur sur l'évaluation des fonctions densités. La fonction densité évaluée d'après la somme des largeurs neutroniques réduites est sous-estimée d'une quantité proportionnelle à $\sum \text{ag} \Gamma_n^O$ pour les niveaux perdus. La correction pourra être effectuée si l'on peut évaluer cette somme.

L'effet sur la distribution des largeurs neutroniques, et sur la fonction densité qui en est déduite, est plus complexe. Si la perte des niveaux est indépendante de leur largeur neutronique réduite, la distribution de celle-ci est seulement déplacée vers le bas (nombre de niveaux diminué). La valeur moyenne de $g \Gamma_n^O$ n'est pas changée, et l'espacement moyen est augmenté : S_O sera diminué, donc sous évalué, dans la proportion du nombre de niveaux perdus.

Si seuls les plus petits niveaux sont perdus, la distribution des largeurs neutroniques sera tronquée, mais la valeur moyenne $\langle g \Gamma_n^O \rangle$ déduite sera exacte et l'extrapolation à $g \Gamma_n^O = 0$ donnera le nombre de niveaux (et donc l'espacement moyen) avec une bonne approximation : la valeur de S_O déduite sera exacte.

Le cas intermédiaire, plus proche de la réalité, où un niveau a d'autant plus de chances de ne pas être détecté que sa largeur neutronique est faible, provoque une distorsion de la distribution de $g \Gamma_n^O$: la valeur moyenne est surestimée, le nombre de niveaux est sous-estimé. Il en résulte une compensation partielle, mais donnant plutôt une diminution de S_O .

Pour apporter des corrections, nous supposons pour simplifier que les niveaux perdus peuvent être classés en deux catégories :

- ceux qui ne sont pas détectés, et que nous supposons correspondre à la troncation de la distribution de Porter et Thomas ; leur perte n'affecte pas la valeur de S_O déduite de cette distribution, mais diminue un peu la somme des largeurs neutroniques. Une correction est apportée à cette somme d'après la distribution de Porter et Thomas.

- ceux qui sont détectés mais non attribués avec assez de certitude : ce sont les 77 niveaux n'ayant pas de valeur de A dans la dixième colonne du tableau V. Nous répartissons ces niveaux selon leur attribution possible aux différents isotopes et effectuons une évaluation moyenne de leur contribution au nombre de niveaux perdus et à $\sum \text{ag} \Gamma_n^O$ correspondant pour chaque isotope.

Nous admettons :

- que, pour chaque isotope, le nombre de niveaux N réellement détecté est égal à la somme du nombre N_S de niveaux attribués avec certitude à cet isotope et d'une fraction n des 77 niveaux non attribués ; cette fraction est estimée d'après les attributions possibles.

- que la fonction densité déduite de la distribution des largeurs neutroniques doit être majorée dans le rapport $(N_S + \frac{n}{2}) / N_S$. Nous prenons N/2 pour tenir compte de la compensation signalée précédemment.

- que la fonction densité déduite de la somme des largeurs neutroniques doit être majorée d'une quantité correspondant à la contribution à $\sum \text{ag} \Gamma_n^O$ de la fraction n des 77 niveaux.

Evaluation du nombre de niveaux perdus et de leur contribution à $\sum \text{ag} \Gamma_n^O$. Le tableau VII.3 représente le bilan de la classification des niveaux et les contributions correspondantes à $\sum \text{ag} \Gamma_n^O$. Les résonances sont classées en 5 groupes selon que l'attribution isotopique est sûre, probable, possible, ambiguë entre 2 attributions possibles, ambiguë entre 3 ou 4 attributions possibles. Le même niveau contribuera souvent à plusieurs isotopes : il faudra affecter

TABLEAU VII.3

Isotope	Teneur isotopique 0/0	Attribution isotopique									
		Sûre		probable		Ambiguïté entre 2 isotopes		Possible		Ambiguïté entre 3 ou 4 isotopes	
		N	$\Sigma a g \Gamma_n^o$ meV	N	$\Sigma a g \Gamma_n^o$ meV	N	$\Sigma a g \Gamma_n^o$ meV	N	$\Sigma a g \Gamma_n^o$ meV	N	$\Sigma a g \Gamma_n^o$ meV
124	0,0955		0,018			1	0,018			5	0,91
126	0,0892	1	0,030			2	0,29	1	0,22	3	0,29
128	1,917	9	4,64			12	4,86	1	0,08	5	0,62
129	26,467	69	108,5	3	1,72	15	11,6	3	1,54	12	4,5
130	4,061	11	14,1	8	3,31	11	11,4	2	0,66	2	0,85
131	21,228	39	58	2	2,93	8	5,3	2	2,78	7	1,85
132	26,846	3	32,5	3	4,02	1	0,66	1	2,09	4	1,11
134	10,456	1	0,15							3	0,9
136	8,841	0								3	0,9
Somme sur les isotopes		133	187,94	16	11,98	50	34,13	10	7,37	44	11,93
Probabilité P _i		1		0,75		0,5		0,35		0,3	

un certain poids à chaque classement. Nous avons adopté :

- probable - poids 0,75
- ambiguë entre 2 isotopes : poids 0,5
- possible - poids 0,35
- ambiguë entre 3 ou 4 isotopes : poids 0,3

Par ailleurs, nous n'avons pu donner aucune indication sur l'attribution isotopique de 20 niveaux représentant une somme de $a g \Gamma_n^O$ égale à 3,9 meV. Avec les poids P_i que nous avons :

Σ	Σ	$P_i \Sigma a g \Gamma_n^O = 32,2 \text{ meV}$
isotopes	niveaux	
	non attribués	
	avec certitude	

qui, ajouté à 3,9 donne 36,1 alors que la somme de $a g \Gamma_n^O$ pour tous les niveaux non attribués avec certitude est égale à 35,9 meV : l'accord est très satisfaisant. Nous pourrions nous servir de ces valeurs pour estimer la contribution aux fonctions densité des niveaux dont l'attribution isotopique n'est pas certaine.

Nous n'effectuerons pas de correction pour tenir compte de S_1 , fonction densité pour $l = 1$ car d'une part, il est très probable qu'elle est faible ($\sim 2 \cdot 10^{-4}$) pour $A \sim 130$, et, d'autre part, la médiocre précision sur les valeurs de S_O obtenues pour les différents isotopes du Xénon ne justifie pas cette correction.

Xe 129 - D'après la distribution des largeurs neutroniques réduites des résonances en-dessous de 2 200 eV (figure VII. 8), nous obtenons :

$$\bar{D} = 32,4 \text{ eV} \quad < g \Gamma_n^O > = 3,6 \text{ meV} \quad S_O = 1,10 \cdot 10^{-4}$$

Il est à remarquer que cette distribution est très mal décrite par une loi en χ^2 à 1 degré de liberté. Nous supposons que ces résultats n'ont pas à être corrigés puisque jusqu'à 2 200 eV la densité des niveaux du Xe 129 identifiés est à peu près constante.

La distribution des $g \Gamma_n^O$ pour tous les niveaux du Xe 129 identifiés jusqu'à 4 100 eV donne :

$$\bar{D} = 37,3 \text{ eV} \quad < g \Gamma_n^O > = 4,20 \text{ meV} \quad S_O = 1,13 \cdot 10^{-4}$$

Nous estimons que le nombre des niveaux du Xe 129 identifiés mais non attribués à cet isotope est d'environ 14 : d'où une correction sur $\bar{D}$ égale $= 14/70 = 20 \%$ - et sur S_O égale à 10 % ; l'espacement moyen et la fonction densité évalués jusqu'à 4 100 eV deviendront, après ces corrections :

$$\bar{D} = 30 \text{ eV} \quad S_O = 1,24 \cdot 10^{-4}$$

Les deux valeurs de S_O déterminées d'après les distribution de $g \Gamma_n^O$ pour les niveaux jusqu'à 2 200 eV et jusqu'à 4 100 eV diffèrent donc de 13 % : il est possible que cette différence soit uniquement due à un échantillonnage différent. En particulier la seconde distribution montre beaucoup plus de grandes valeurs de $g \Gamma_n^O$ que la première. De plus, une petite correction devrait être apportée à la première valeur. Malgré l'incertitude sur les méthodes de correction, nous pensons que la seconde valeur est plus correcte.

D'après la somme des largeurs neutroniques réduites, nous obtenons :

$$S_O = \frac{4100}{\Sigma_0} g \Gamma_n^O / \Delta E = 1,03 \cdot 10^{-4}$$

La contribution pondérée des niveaux non attribués est $\Sigma ag\Gamma_n^O = 9,2 \text{ meV}$ alors que pour les niveaux sûrs $\Sigma ag\Gamma_n^O = 108,5 \text{ meV}$; il faudra donc majorer S_O de 8,5 %. D'après la distribution des largeurs neutroniques réduites, le nombre des niveaux non détectés est de 41 à comparer à 110 - soit 37 % donnant une correction (voir annexe 9) de 2,8 %. Mais la perte des niveaux est sensible à partir de $2 g\Gamma_n^O \leq 3 \text{ meV}$ - et la correction serait alors de 5,9 %. Nous admettrons une correction moyenne égale à 4,5 %. La fonction densité déterminée d'après la somme des largeurs neutroniques vaudra donc :

$$S_O = 1,03.10^{-4} / (1 - 0,085)(1 - 0,045) = 1,18.10^{-4}$$

Erreur. Si $D = 30 \text{ eV}$, l'étude porte sur 137 niveaux donnant des erreurs relatives

$$e^+ = 0,127 \quad e^- = 0,115$$

Les corrections apportées sont de 13 %. Nous prenons une erreur égale à la moitié de la correction - soit 0,065.

Fonction densité. Nous prendrons la moyenne des deux déterminations ; après addition quadratique des erreurs, nous obtenons :

$$\text{Xe } 129 \quad S_O = (1,21 \quad + 0,18 \\ - 0,16) 10^{-4}$$

Xe 131 - D'après la distribution des largeurs neutroniques réduites des résonances en-dessous de 2 200 eV (figure VII. 9) nous obtenons :

$$\bar{D} = 55 \text{ eV} \quad < g\Gamma_n^O > = 5,2 \text{ meV} \quad S_O = 0,95 \quad 10^{-4}$$

alors que celle pour tous les niveaux (jusqu'à 4 100 eV) donne :

$$\bar{D} = 80 \text{ eV} \quad < g\Gamma_n^O > = 6 \text{ meV} \quad S_O = 0,75 \quad 10^{-4}$$

La perte de niveaux, importante au-delà de 2 200 eV, fausse sensiblement la distribution des largeurs neutroniques. La correction, calculée comme il est défini ci-dessus, serait de 8 à 9 sur le nombre de niveaux jusqu'à 4 100 eV, et de 6,4 meV sur $\Sigma ag\Gamma_n^O$ - et les valeurs corrigées deviendraient :

$$\bar{D} = \frac{80}{1 + \frac{8,5}{39}} = 65 \text{ eV} \quad S_O = 0,75 \quad 10^{-4} \left(1 + \frac{6,4}{2 \times 58} \right) = 0,80 \quad 10^{-4}$$

La correction rapproche les valeurs mais ne suffit pas ; il n'est pas possible de savoir dans quelle mesure elles diffèrent par suite d'un échantillonnage différent ; étant donnée la forte perte de niveaux au-delà de 2 200 eV, nous prendrons :

$$\bar{D} = 58 \text{ eV} \quad S_O = 0,90 \quad 10^{-4}$$

D'après la somme des largeurs neutroniques, nous obtenons :

$$S_O = \Sigma g\Gamma_n^O / \Delta E = 0,66 \quad 10^{-4}$$

La contribution des niveaux non attribués est égale à 6,4 meV - à comparer avec 58 meV - soit une majoration de S_O dans le rapport $1 / (1 - 0,11)$. Pour calculer la correction due aux niveaux non détectés, nous admettrons l'existence de 71 niveaux jusqu'à 4 100 eV - d'où une perte minimum de 32 niveaux sur 71 donnant une correction minimum de 5,1 %. Cette correction est sous-évaluée : nous prendrons 7 %. La fonction densité ainsi évaluée vaudra :

$$S_O = \frac{0,66 \cdot 10^{-4}}{(1 - 0,11)(1 - 0,07)} = 0,80 \cdot 10^{-4}$$

Erreurs. L'erreur d'échantillonnage (71 niveaux) vaut $\epsilon^+ = 0,199$, $\epsilon^- = 0,157$. Nous admettons une erreur due aux corrections égale à la moitié de ces dernières, soit environ 10 %.

Fonction densité. D'où, après avoir sommé les erreurs quadratiquement :

$$S_O = 0,85 \begin{array}{l} + 0,19 \\ - 0,17 \end{array}$$

Xe 130 - Onze niveaux seulement sont attribués au Xe 130 avec quasi certitude ; il est, dans ces conditions, très difficile d'analyser la distribution des largeurs neutroniques réduites. Nous avons néanmoins essayé de le faire dans la figure VII. 9bis en supposant que tous les plus grands niveaux du Xe 130 étaient bien identifiés : la distribution qui décrit le mieux ces 6 niveaux correspond à :

$$\bar{D} = \frac{4 \cdot 100}{55} = 75 \text{ eV} \quad < \Gamma_n^O > = 12,2 \text{ meV} \quad S_O = 1,64 \cdot 10^{-4}$$

Les courbes en pointillé correspondent à deux analyses extrêmes de l'histogramme :

$$\bar{D} = 111 \text{ eV} \quad < \Gamma_n^O > = 15,5 \text{ meV} \quad S_O = 1,44 \cdot 10^{-4}$$

et

$$\bar{D} = 51 \text{ eV} \quad < \Gamma_n^O > = 9,2 \text{ meV} \quad S_O = 1,81 \cdot 10^{-4}$$

L'effet de compensation mentionné précédemment apparaît : alors que $\bar{D}$ varie d'à peu près un facteur 1,5, la fonction densité ne change que d'environ 12 %.

Il est très difficile d'appliquer une correction pour tenir compte des grands niveaux non attribués. Nous avons essayé de le faire en ne considérant, parmi ceux-ci, que ceux ayant $\Gamma_n^O > 1 \text{ meV}$ - c'est à dire $\Gamma_n^O > 25 \text{ meV}$ (ce qui est le cas des 6 niveaux permettant de définir la loi en χ^2). Dans ces conditions, la correction serait de 19 %. Nous appliquerons cette correction en prenant une erreur égale. Nous obtenons - en ajoutant quadratiquement les erreurs (à savoir les 12 % précédemment calculés et l'erreur d'échantillonnage) :

$$S_O = (2,02 \begin{array}{l} + 0,62 \\ - 0,58 \end{array}) \cdot 10^{-4}$$

D'après la somme des Γ_n^O nous obtenons :

$$S_O = 0,87 \cdot 10^{-4}$$

Il est possible de corriger cette valeur des niveaux étudiés mais non attribués au Xe 130 ; elle doit être majorée dans le rapport $8,7/14,1 = 0,62$. Cette correction sera à peu près correcte. Mais il est beaucoup plus difficile de la corriger des niveaux non détectés. Si nous admettons que la proportion de ceux-ci est de $(55 - 11) / 55$, soit 80 %, la correction sera de 32 % : ceci représente sans doute un ordre de grandeur de la correction. La fonction densité vaudra alors :

$$S_O = 0,87 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{1,62}{1 - 0,32} = 2,07 \cdot 10^{-4}$$

Les erreurs seront supposées égales à la moitié des corrections ; après leur addition quadratique, nous obtenons :

$$S_O = (2,07 \begin{smallmatrix} + 0,81 \\ - 0,80 \end{smallmatrix}) 10^{-4}$$

Le très bon accord entre les deux valeurs est certainement fortuit, mais permet de penser que les corrections sont à peu près correctement évaluées. Nous adopterons :

$$S_O = (2,05 \pm 0,65) 10^{-4}$$

Xe 128 - La distribution des Γ_n^O (figure VII.10) est difficile à analyser, en particulier par suite de l'existence d'un niveau à 716 eV ayant une très grande valeur de Γ_n^O : 135 meV. Nous sommes néanmoins à peu près certains de l'attribution isotopique de ce niveau : le résultat de l'analyse des échantillons légers et lourds n'offre pas d'ambiguïté sur ce point. De plus, sa largeur est de $3\,500 \pm 210$ meV alors que $2\,a\,g\,\Gamma_n = 138 \pm 5,5$ meV d'où, si elle est due au Xe 128 : $\Gamma_n = 3\,600 \pm 140$ meV et $\Gamma_\gamma = -100 \pm 260$ meV. Seule l'attribution de ce niveau au Xe 128 permet d'obtenir une valeur de Γ_γ plausible.

L'analyse de la distribution donne : $S_O = 0,55 \cdot 10^{-4}$ alors que d'après la somme des largeurs neutroniques réduites nous obtenons : $S_O = 0,59 \cdot 10^{-4}$

La correction pour les niveaux non attribués sera importante, puisque le nombre de résonances du Xe 128 détectées et non attribuées avec certitude à cet isotope est de l'ordre de 8 ayant une contribution à $\Sigma \Gamma_n^O$ à peu près égale à 2,64 meV. Le nombre de niveaux entre 0 et 4 100 eV passerait de 12 à 20, et la fonction densité déterminée par l'analyse de la distribution de Γ_n^O est majorée de $0,5 \times 8/12 = 33\%$ et devient :

$$S_O = 0,73 \cdot 10^{-4}$$

La fonction densité déterminée d'après la somme des largeurs neutroniques réduites est majorée dans le rapport : $(2,64 + 4,64) / 4,64 = 1,57$ et devient

$$S_O = 0,93 \cdot 10^{-4}$$

Il n'est pas possible d'évaluer la correction à apporter pour la perte des petits niveaux : mais elle est faible devant les autres, et bien inférieure à la barre d'erreur. Celle-ci, évaluée d'après le nombre de niveaux, serait très grande : (+ 68 %, - 29 %) pour 12 niveaux. Elle vaudrait pour 20 niveaux : (+ 46 %, - 24 %) mais doit être fortement majorée pour tenir compte de l'erreur sur les corrections. Nous adopterons :

$$S_O = (0,85 \begin{smallmatrix} + 0,7 \\ - 0,35 \end{smallmatrix}) 10^{-4}$$

Xe 132 - Trois résonances seulement furent attribuées avec certitude à cet isotope et il n'est pas possible d'en étudier la distribution des largeurs neutroniques. La somme de celles-ci est de 121 meV, d'où $S_O = 0,30 \cdot 10^{-4}$

Mais 5 ou 6 des niveaux détectés et non attribués sont probablement dûs au Xe 132 et leur contribution à $\Sigma a\,g\,\Gamma_n^O$ est d'environ 4,4 meV, c'est à dire que leur contribution à $\Sigma \Gamma_n^O$ est de l'ordre de 16,4 meV d'où une nouvelle valeur de S_O :

$$S_O = 0,34 \cdot 10^{-4}$$

Cette valeur est très faible ; nous ne comprenons pas pourquoi nous détectons si peu de résonances dues au Xe 132 qui est l'isotope le plus abondant dans le Xe naturel (26,85 %), alors que nous détectons davantage de résonances des Xe 128 (1,92 %) et Xe 130 (4,06 %).

Ce désaccord ne peut être expliqué par une grande valeur de l'espacement moyen ; car celle-ci devrait entraîner une grande valeur de $\langle \Gamma_n^O \rangle$ et donc de $\langle a\,g\,\Gamma_n^O \rangle$: il y aurait peu de niveaux, mais ceux-ci devraient être aisément détectables. En dehors d'une erreur

expérimentale d'origine inconnue, la seule explication serait d'admettre une faible valeur de S_O - soit de l'ordre de $0,5 \cdot 10^{-4}$.

Autres isotopes : Nous ne pouvons donner de valeur de S_O pour les 4 autres isotopes, du Xe, y compris les Xe 134 et 136 qui constituent pourtant respectivement 10,46 %, 8,84 % du Xe naturel. Comme pour l'isotope 132, le fait de ne détecter avec certitude qu'une résonance de l'isotope 134 ne semble pouvoir être interprété qu'en supposant S_O très petit - de l'ordre ou inférieure à $0,1 \cdot 10^{-4}$. Le même raisonnement s'appliquerait au Xe 136.

d) Gadolinium 155

D'après la distribution de $2 g \Gamma_n^O$ (figure VII.11) nous obtenons :

$$S_O = 1,96 \cdot 10^{-4}$$

alors que $\Sigma g \Gamma_n^O / \Delta E = 1,85 \cdot 10^{-4}$ (figure VII.12). La correction due aux niveaux perdus d'après la distribution de $g \Gamma_n^O$ est faible : il manquerait environ 8 niveaux sur 62 d'où $P = 0,145$ et $P^{(1)} = 0,0016$. L'histogramme de la figure VII.12 a une pente moyenne nettement plus faible pour $E > 65$ eV ; ceci est statistiquement possible, mais peut aussi être dû à un effet expérimental : l'analyse des résonances du Gd 155 est difficile dans cette gamme d'énergie. La droite tracée en trait plein représente la meilleure pente de l'histogramme d'après une analyse par moindres carrés et correspond à $S_O = 2,0 \cdot 10^{-4}$.

Pour tenir compte d'un effet expérimental possible, nous prendrons une valeur moyenne entre ces deux pentes, soit :

$$S_O = 1,92 \cdot 10^{-4}$$

La statistique porte sur environ 62 niveaux donnant une erreur relative de : (+ 0,22, - 0,15). D'où, en tenant compte d'erreurs expérimentales :

$$S_O = (1,94 \begin{smallmatrix} + 0,46 \\ - 0,34 \end{smallmatrix}) \cdot 10^{-4}$$

Gd 157

L'analyse de la distribution des largeurs neutroniques réduites donne :

$$S_O = 2,72 \cdot 10^{-4}$$

alors que nous obtenons d'après la somme des largeurs neutroniques réduites :

$$S_O = 2,58 \cdot 10^{-4}$$

(moyenne de $\frac{\Sigma 2 g \Gamma_n^O}{\Delta E} = 2,56 \cdot 10^{-4}$ et de l'analyse de la pente $2,60 \cdot 10^{-4}$).

Il n'y a pas de correction à apporter d'après la distribution de $g \Gamma_n^O$. L'analyse porte sur environ 54 niveaux, d'où une erreur relative (+ 0,24 - 0,145)

Nous adopterons :

$$S_O = 2,65 \begin{smallmatrix} + 0,70 \\ - 0,45 \end{smallmatrix}$$

4° - Dépendance de la fonction densité avec le spin

Depuis quelques années des résultats acquis principalement à Saclay [VII.8] [VII.13] semblent indiquer qu'il peut y avoir une dépendance de la fonction densité S_O avec le spin, tout au moins pour les noyaux de spin $I = 3/2$. Dans sa thèse J. JULIEN montre que $S_{O J=2} > S_{O J=1}$ pour les noyaux : Au, Ga, As, Br, Ba, Cu ; il ne trouve pas d'effet pour Hg 201, ni pour les noyaux de spin 1/2 qu'il a étudié (Tm, Pt, 199 Hg) ainsi que pour le Zr ($I = 5/2$). Il trouve pour le ^{77}Se , $S_{O J=0} = 7 S_{O J=1}$. Mais ce résultat est basé sur une très faible statistique.

Nous avons cru déceler un tel effet dans le cas du Rh [VII, 14] : le nombre de spins attribués était alors faible, ce qui nous a incité à poursuivre l'étude de ce noyau pour améliorer la statistique.

Presque tous les noyaux pour lesquels un tel effet avait été trouvé sont situés dans les zones où S_O décroît lorsque A croît : c'est essentiellement afin de vérifier si cet effet existait également pour les noyaux de nombre de masse tel que S_O croît lorsque A croît que nous avons entrepris l'étude du xénon.

a) Méthodes d'étude

Comme pour déterminer S_O , nous pouvons utiliser deux méthodes de détermination de S_O^J :

- la distribution de $g \Gamma_n^O$ doit être la même pour les deux états de spin ; cette méthode n'est possible que si le nombre de spins attribués est relativement grand : nous l'avons utilisée pour le rhodium et gadolinium.

- la somme de Γ_n^O en fonction de l'énergie doit aussi être indépendante du spin. Cette somme étant surtout sensible aux plus grands niveaux, cette méthode sera possible même si le nombre de spins attribués est faible.

b) Rhodium 103

La figure VII, 14 représente la distribution de $2 g \Gamma_n^O$ pour les niveaux du Rh dont le spin a été attribué. La statistique est faible : les courbes théoriques ont été tracées en supposant l'existence de 160 niveaux répartis suivant la loi en $2 J + 1$. L'accord avec les histogrammes n'est pas très bon : mais, ainsi que nous l'avons déjà remarqué, la précision sur S_O sera meilleure que celle sur $2 g \Gamma_n^O$. Le tableau représente les résultats :

J	$< 2 g \Gamma_n^O >$ meV	N	$< D >$ eV	S_O 10^{-4}	Erreur relative	
					Echantillon- nage	totale
0^-	2, 2	40	104	0, 42	+ 0, 24 - 0, 20	+ 0, 26 - 0, 23
1^-	3, 3	120	34, 5	0, 635	+ 0, 135 - 0, 12	$\pm$ 0, 16

Les erreurs d'échantillonnage sont calculées d'après le nombre probable de niveaux : respectivement 40 et 120. D'après les possibilités extrêmes de tracé des courbes décrivant l'histogramme, nous estimons l'erreur d'évaluation à 10 %. D'où :

$$J = 0 \quad S_O = (0, 42 \begin{smallmatrix} + 0, 11 \\ - 0, 10 \end{smallmatrix}) 10^{-4}$$

$$J = 1 \quad S_O = (0, 63 \pm 0, 10) 10^{-4}$$

les erreurs données étant les écarts types. Si la fonction densité est la même pour les deux états de spin ($\sim 0, 53 10^{-4}$), la probabilité d'obtenir ces deux valeurs (0, 42 et 0, 63) est de l'ordre de 10 %.

La figure VII, 15 représente la somme des largeurs neutroniques réduites en fonction de l'énergie, pour les deux états de spin. Il apparaît une différence : $(\Sigma \Gamma_n^O)_{J=1} / (\Sigma \Gamma_n^O)_{J=0} = 1,68$. Mais il manque un grand nombre de niveaux - et les sommes sont sous évaluées ; la droite de la figure VII, 15 repérée $S^O = 0, 55 10^{-4}$ représente ce que devraient être ces sommes si la fonction

densité était indépendante du spin. Il pourrait sembler possible de répartir les résonances manquantes entre les 2 états de spin pour décrire cette droite ; mais ceci conduirait soit à supposer que les plus grands des niveaux dont le spin n'est pas déterminé sont 0^+ , soit à ne pas respecter la proportionnalité en $(2J + 1)$ de la densité des niveaux. Cette proportionnalité semble confirmée par les nombres de spin attribués : 40 contre 13 ; et il paraîtrait assez naturel de supposer que le reliquat se répartira suivant cette loi - ce qui conduit à supposer $(S_O)_{J=1} / (S_O)_{J=0} = 1,68$.

Mais il faut remarquer qu'il est plus aisé d'attribuer avec quasi certitude les spins 1 que les spins 0 : ce qui explique qu'au delà de 2 200 eV il n'y ait qu'un niveau de spin 0 contre 12 niveaux de spin 1. Si nous incluons les 10 niveaux dont le spin est classé "0 possible", la somme des Γ_n^O augmenterait (courbe en pointillé de la figure VII, 15) et le rapport des sommes deviendrait égal à 0,985 : il n'y aurait plus de différence selon le spin. Mais la proportionnalité de la densité des niveaux avec le spin ne serait plus respectée : 11 niveaux $J = 0$ contre 12 de spin $J = 1$ au delà de 2 200 eV. Il est sûr qu'un bon nombre de niveaux dits "J = 0 possibles" sont doubles et que leur largeur est très surévaluée. Nous supposons que 5 de ces niveaux sont de spin 0^+ - les 5 autres étant de spin 1 et le nombre de niveaux d'énergie supérieure à 2 200 eV, dont le spin est attribué, est alors de 6 pour $J = 0^+$, de 17 pour $J = 1^+$. En répartissant $\Sigma \Gamma_n^O$ par moitié sur les deux états de spin, nous obtenons :

$$\Sigma (\Gamma_n^O)_{J=1} / \Sigma (\Gamma_n^O)_{J=0} = 198/149 = 1,33$$

Nous supposons que la contribution des niveaux $J = 0$ dont le spin n'est pas attribué ne change pas ce rapport. La valeur de S_O que nous avons déterminé étant telle que * :

$$S_O = g_{J=0} S_O^{J=0} + g_{J=1} S_O^{J=1} = \frac{1}{4} S_O^{J=0} + \frac{3}{4} S_O^{J=1} \quad (= 0,55 \cdot 10^{-4})$$

nous obtenons : $S_O^{J=0} = 0,44 \cdot 10^{-4} \quad S_O^{J=1} = 0,58_5 \cdot 10^{-4}$

L'erreur d'échantillonnage sera le même que celle déterminée précédemment ; nous supposons que l'erreur d'évaluation est égale à la moitié de la correction appliquée pour les niveaux de spin non attribués. Nous obtenons :

$$S_O^{J=0} = (0,44 \pm 0,12) \cdot 10^{-4}$$

$$S_O^{J=1} = (0,58_5 \pm 0,10) \cdot 10^{-4}$$

La probabilité d'obtenir ces valeurs, légèrement différentes de celles obtenues précédemment, est d'environ 25 % si la fonction densité est indépendante du spin.

c) Xénon

Les résultats sur l'attribution des spins étant de qualité moindre, il ne sera pas possible d'effectuer une étude aussi poussée que pour le rhodium. Les figures VII, 16 et VII, 17 représentent $\Sigma_O^E \Gamma_n^O$ pour chaque état de spin des isotopes 129 et 131 du Xénon.

- Xe 129 - Le rapport $\Sigma (\Gamma_n^O)_{J=1} / \Sigma (\Gamma_n^O)_{J=0}$ vaut 1,16 - les nombres de niveaux étant respectivement égaux à 31 et à 8 ; si nous incluons les niveaux dont l'attribution du spin est qualifiée "possible", ce rapport vaut 1,07 pour respectivement 32 et 11 niveaux.

* Ceci n'est vrai que pour la valeur de S_O déterminée à partir de $2 g \Gamma_n^O$

Il n'y a apparemment aucun effet du spin sur la fonction densité.

- Xe 131 - Le rapport $\Sigma (\Gamma_n^0)_{J=2} / \Sigma (\Gamma_n^0)_{J=1}$ vaut 0,90 pour respectivement 12 et 8 niveaux, soit un rapport égal à 1,50 (le rapport théorique étant de 1,66). La prise en considération des 3 niveaux de spin $J = 2$ "possible" fait passer le rapport des sommes des largeurs neutroniques à 1,04 - le rapport des densités des niveaux étant égal à $15/8 = 1,88$.

Il n'y a, là non plus, aucune différence apparente.

Mais supposons que l'on n'examine les résultats que jusqu'à 2 500 eV ; le rapport des sommes des largeurs neutroniques est alors égal à 2,57 pour respectivement 12 et 6 niveaux. Si l'espacement moyen pour tout état de spin est de 60 eV, correspondant à 42 niveaux jusqu'à 2 500 eV, les erreurs relatives dues à l'échantillonnage seront respectivement égales à (+ 0,31 - 0,25) et à (+ 0,40, - 0,30) pour les spins 2 et 1. Etant données ces barres d'erreurs, la probabilité d'obtenir ce rapport si la fonction densité est indépendante du spin est inférieure à 5 %.

Ces deux résultats sont apparemment contradictoires, mais il faut remarquer :

- que l'écart entre les sommes des largeurs neutroniques réduites est comblé, de 2 500 à 4 000 eV, par deux niveaux seulement ; en particulier, que celui à 3 945 eV a, à lui seul, une contribution presque égale aux 7 autres niveaux de spin $J = 1$. Or le spin de ce niveau n'est pas absolument sûr : une erreur sur ce spin changerait totalement le résultat. Il serait souhaitable de le vérifier.

- qu'il faut ajouter la contribution des niveaux dont le spin n'a pas été identifié. Il est néanmoins probable qu'elle ne changera pas sensiblement les rapports : le spin de la plupart des grandes résonances a été identifié en-dessous de 2 500 eV.

d) Gadolinium

- Gd 155 - Les distributions des largeurs neutroniques réduites pour les quelques niveaux dont le spin est déterminé sont représentatives sur la figure VII. 18. La statistique est très faible mais les deux distributions sont compatibles avec la distribution déterminée pour tous les niveaux (figure VII. 11) et en supposant que la densité des niveaux est proportionnelle à $2J + 1$.

La figure VII. 19 représente $\Sigma \Gamma_n^0$ en fonction de E ; à 80 eV, le rapport des sommes $(\Sigma \Gamma_n^0)_{J=2} / (\Sigma \Gamma_n^0)_{J=1}$ est de 1,15 pour respectivement 11 et 7 niveaux (rapport 1,57). Il semble donc qu'il n'y ait pas d'effet ; la correction des niveaux de spin non attribué sera faible et ne changera que peu ces résultats.

Il pourrait sembler, d'après la figure VII. 19, que la conclusion serait très différente si nous ne considérions que les niveaux jusqu'à 40 eV par exemple ; le rapport des sommes des largeurs neutroniques est alors supérieur à 4 pour 7 niveaux $J = 2$ et 3 $J = 1$, les erreurs relatives étant respectivement égales à 50 % et 40 %. Mais la contribution des niveaux dont le spin n'est pas attribué est importante : il suffirait que les 2 plus grands de ces niveaux soient de spin 1 pour que le rapport soit inférieur à 2 et perde toute signification étant données les erreurs.

Nous concluerons qu'il n'apparaît aucun effet de dépendance de la fonction densité avec le spin pour le Gd 155.

- Gd 157 - La figure VII. 20 représente les distributions expérimentales pour les 27 niveaux dont le spin a été attribué (11 de spin 1, 16 de spin 2). Il apparaît une nette différence de forme. Nous avons essayé de les décrire par des lois en χ^2 à 1 degré de liberté en supposant toujours que la densité des niveaux est proportionnelle à $2J + 1$: nous trouvons que les fonctions densité $S_{O(J=2)}$ et $S_{O(J=1)}$ sont dans un rapport 0,66.

La figure VII. 21 représente $\Sigma_o^E \Gamma_n^0$ jusqu'à 250 eV pour chaque état de spin ; le

rapport des sommes est égal à $1/1,95 = 0,51$. La correction pour les niveaux perdus sera faible car le spin de pratiquement tous les grands niveaux a été attribué.

D'après la valeur de l'espacement moyen, les erreurs relatives sur les fonctions densité $S_{O J=2}$ et $S_{O J=1}$ valent respectivement environ 30 et 25 % : la probabilité d'obtenir un rapport des fonctions densité $S_{O J=2}^{J=2} / S_{O J=1}^{J=1}$ compris entre 0,66 et 0,52 n'est que de l'ordre de 10 % si elles sont indépendantes du spin. Il faut remarquer que deux niveaux (121 et 241 eV) contribuent à eux seuls pour plus de la moitié à $\Sigma \Gamma_n^O$ pour le spin 1.

Aussi étant donné les incertitudes dues à l'échantillonnage, nous ne pensons pas que la différence soit significative : il faut remarquer d'une part qu'aucun noyau de spin $1 = 3/2$ étudiés par J. JULIEN n'avait une fonction densité $S_{O J=1}^{J=1}$ inférieure à $S_{O J=2}^{J=2}$, d'autre part qu'il apparaît sur la figure VII. 21 que jusqu'à 55 eV la somme des largeurs neutroniques pour le spin $J=2$ est nettement supérieure à celle pour le spin 1 - phénomène déjà constaté au sujet du Gd 155 et du Rh.

5° - Conclusions

a) Les modèles tenant compte des déformations et des vibrations quadrupolaires décrivent mieux la fonction densité pour $A \sim 160$ et $A \sim 70$ que les modèles sphériques. Mais ils la décrivent mal pour $A \sim 110$.

Ceci peut être dû à l'utilisation d'un potentiel imaginaire différent : MOLDAUER a montré [VII. 8] que le paramètre b caractérisant la largeur du potentiel imaginaire de surface influe directement sur la valeur du minimum de S_O pour $A \sim 110$ - et que la position de ce minimum dépendait du rayon moyen de ce potentiel de surface ; il serait intéressant de chercher si l'utilisation du modèle local équivalent de BUCK et PERREY avec un potentiel imaginaire différent (plus étroit et de rayon moyen plus grand) peut améliorer la description des résultats.

b) La précision des valeurs des fonctions densité obtenues à partir des paramètres des résonances n'est jamais supérieure à 10 %. De plus, la fonction densité obtenue est parfois sensiblement différente de celle résultant de l'analyse des sections efficaces moyennes ; le tableau VII. 5 présente quelques résultats.

L'échantillonnage étant bien meilleur, l'analyse de la section efficace totale moyenne devrait, en principe, donner des valeurs plus précises des fonctions densité, mais le résultat est très sensible aux erreurs expérimentales et à la méthode d'analyse. En particulier, il existait un désaccord très important entre nos valeurs de S_1 et celles de Duke University [VII. 18] ; mais celles-ci s'avérèrent inexactes, et l'accord est actuellement meilleur [VII. 19]. Néanmoins de grands désaccords subsistent même sur S_O (cas du Nb).

c) Nous avons vu que la diminution de S_O lorsque A croît pour les isotopes du Xe semble significative, quoique nous n'ayons qu'une très médiocre précision sur cette valeur pour $A = 134$ et 136. S'il est réel, un tel phénomène ne semble pas pouvoir être expliqué par le modèle optique classique.

Il est à rapprocher de la variation de S_O en fonction de A observée par FUKETA et al. [VII. 20] pour les isotopes de l'étain : ce sont les croix obliques de la figure VII. 2. Les auteurs utilisèrent des isotopes séparés (la teneur de l'isotope étudiée était souvent supérieure à 90 %). Dans le cas de l'étain 124, par exemple, ils détectèrent 5 résonances de 0 à 10 keV (dont une très grande, représentant 85 % de $\Sigma \Gamma_n^O$) : les valeurs des fonctions densité sont peu précises, mais significatives. D'après les auteurs, des valeurs aussi faibles de S_O ne peuvent être expliquées par le modèle optique. Par contre, SHAKIN [VII. 21] a calculé S_O en utilisant à la fois le modèle optique et le modèle en couche, en tenant compte des excitations et des fonctions densité

TABEAU VII. 5
Valeurs des fonctions densités et des rayons effectifs

Noyau	obtenues d'après l'analyse de la section efficace totale à basse énergie				obtenues d'après la section efficace totale moyenne			
	$S_{O^{-4}}$ (10^{-4})	$S_{1^{-4}}$ (10^{-4})	R' fm	Réf.	$S_{O^{-4}}$ (10^{-4})	$S_{1^{-4}}$ (10^{-4})	R' fm	Réf.
^{93}Nb	$0,35 \begin{smallmatrix} + 0,10 \\ - 0,07 \end{smallmatrix}$	$5,0 \begin{smallmatrix} + 1,5 \\ - 1,0 \end{smallmatrix}$	$7,1 \pm 0,3$	VII. 15, VII. 16	$0,4 \pm 0,15$ $0,17 \pm 0,06$	$5,8 \pm 0,5$ $5,2 \pm 0,24$	$6,1 \pm 0,3$ $7,0 \pm 0,12$	VII. 18 VII. 17
^{103}Rh	$0,54 \begin{smallmatrix} + 0,07 \\ - 0,06 \end{smallmatrix}$	$6,0 \begin{smallmatrix} + 1 \\ - 1,5 \end{smallmatrix}$	$6,56 \pm 0,06$	ce travail	$0,4 \pm 0,1$ $0,4 \begin{smallmatrix} + 0,05 \\ - 0,08 \end{smallmatrix}$	$2,2 \pm 0,5$ $4,1$ $5,07 \begin{smallmatrix} + 0,53 \\ - 0,29 \end{smallmatrix}$	$6,2 \pm 0,3$ (6,2 imposé)	VII. 18 VII. 19 VII. 17
^{155}Gd ^{157}Gd	$1,94 \begin{smallmatrix} + 0,46 \\ - 0,34 \end{smallmatrix}$ $2,65 \begin{smallmatrix} + 0,70 \\ - 0,45 \end{smallmatrix}$			ce travail	$1,5 \pm 0,25$	$0,4 \pm 0,25$	$7,25 \pm 0,15$	VII. 18
^{232}Th	$0,89 \begin{smallmatrix} + 0,11 \\ - 0,10 \end{smallmatrix}$	$1,4 \pm 0,5$	$9,65 \pm 0,1$	ce travail	$1,0 \pm 0,25$ $0,8 \left. \begin{smallmatrix} \text{Imposés} \\ 0,7 \end{smallmatrix} \right\}$	$0,5 \pm 0,25$ 2 $1,64 \pm 0,24$ $1,95 \pm 0,20$	$8,7 \pm 0,17$ $9,77 \pm 0,15$ $9,86 \pm 0,05$	VII. 18 VII. 19 VII. 17

des états à 3 quasi particules. Il a pu décrire à peu près correctement les résultats de FUKETA et al. concernant l'étain. Il est probable que nous observons un effet lié à la structure en couche sur le Xe ; en particulier l'isotope le plus lourd (Xe 136) a une couche fermée de neutrons (N=82).

d) Nous n'observons avec certitude aucune dépendance de la fonction densité avec le spin. Il y a peut être un effet pour le Rh ($S_O^{J=1} \sim 1,4$ $S_O^{J=0}$) et pour le 157 Gd ($S_O^{J=2} \sim 0,6$ $S_O^{J=0}$), mais la précision des résultats n'est pas suffisante pour conclure : la probabilité d'obtenir de tels rapports si les fonctions densité sont égales est de l'ordre de 10 à 20 %.

Il faut remarquer que pour plusieurs noyaux (131 Xe, 155 Gd, 157 Gd) la conclusion serait différente si la gamme d'énergie étudiée était plus restreinte : il semblerait alors que, systématiquement, $S_O^{J+} > S_O^{J-}$. Un tel effet a déjà été signalé dans les cas du 55 Mn et 51 V [VII.22].

B - RAYON EFFECTIF

Les résultats sont donnés dans le tableau VII.4 et les valeurs sont portées sur la figure VII.4.

TABLEAU VII.4

Noyau	R' fm
^{103}Rh	$6,56 \pm 0,06$
^{232}Th	$9,65 \pm 0,10$
Xe	$5,8 \pm 0,4$

Nous ne pouvons donner de valeur assez précise que pour le Th et le Rh, les valeurs obtenues pour les isotopes du Xe sont cohérentes avec les prévisions du modèle optique mais trop imprécises pour améliorer les résultats précédemment acquis. Il faut bien préciser que ces valeurs sont obtenues à basse énergie ($E < 3$ keV).

C - ESPACEMENT MOYEN

1° - Rappels

L'espacement moyen des niveaux varie beaucoup d'un noyau à l'autre, même voisins. La première théorie de la densité des niveaux, basée sur un modèle de gaz, est due à BETHE [VII.23]. Depuis de nombreux auteurs ont étudié ce problème (voir notamment [VII.24] à [VII.27]). La densité des niveaux est donnée par une formule de la forme :

$$\rho(U, J) = C \frac{(2J+1)}{U^2} \exp\left(-\frac{J(J+1)}{2\sigma^2}\right) \exp 2\sqrt{aU}$$

L'expression du dénominateur, U^2 , où U est l'énergie d'excitation, n'est qu'approchée ; une forme plus exacte serait $(U + \frac{3}{2}t)^2$, où t est la température nucléaire [VII.24], [VII.26]. Mais, en utilisant des hypothèses et des méthodes différentes, d'autres auteurs donnent des formes différentes de ce dénominateur telles que U [VII.25] ou $U^{5/4}$ [VII.27]. En fait l'influence de ce dénominateur sur la variation de la densité des niveaux en fonction de l'énergie est bien moindre que celle du facteur $(\exp 2\sqrt{aU})$ et une incertitude sur sa forme exacte n'a pas de

de grandes conséquences pratiques (dans la mesure où C est considéré comme un coefficient à ajuster).

Les différentes théories relient les paramètres C, σ^2 et a à des grandeurs caractéristiques du noyau - telles que les densités de niveaux à une particule pour les neutrons et les protons, la moyenne du carré du moment magnétique ; elles sont en accord entre elles quant à l'expression de a.

a) Dépendances avec le spin

La densité des niveaux est proportionnelle à :

$$(2J + 1) \exp - \frac{J(J + 1)}{2\sigma^2}$$

Le facteur de coupure du spin, σ , est certainement compris entre 2 et 5. Des déterminations récentes donnent :

$$2,5 \pm 0,8 \quad \text{d'après } {}^{162}\text{Er}, {}^{164}\text{Er} \text{ et } {}^{167}\text{Er} \quad [\text{VII. 28}]$$

$$2,8 \pm 0,2 \quad \text{d'après 17 noyaux compris entre } A = 155 \text{ (Gd) et } A = 176 \text{ (Yb)} [\text{VII. 29}].$$

Ce facteur est généralement négligé lorsque le spin du noyau cible est petit - ce qui est le cas pour tous les noyaux ici considérés. Le tableau VII.6 donne la valeur de $\exp - \frac{J(J + 1)}{2\sigma^2}$ en fonction de J pour $\sigma = 3$.

TABLEAU VII.6

J	$\exp - \frac{J(J + 1)}{2\sigma^2}$	I	$\exp - \frac{J(J + 1)}{2\sigma^2}$
0	1	0	0,957
1/2	0,957	1/2	0,921
1	0,895	3/2	0,783
2	0,716	5/2	0,598
3	0,513	7/2	0,410
4	0,329		

La densité des niveaux pour les deux états de spin sera modifiée : le tableau VII.6 représente également la diminution due à l'exponentielle moyennée sur les deux états de spin. Pour les noyaux cibles de spins 3/2, l'effet sera donc d'environ 22 % : c'est insuffisant pour déterminer σ étant donnée la faible précision sur ρ , mais il sera souhaitable d'apporter une correction. Nous supposons, pour l'effectuer, que σ est égal à 3.

$$\rho = \rho_0 \left[(2J_- + 1) \exp - \frac{J_- (J_- + 1)}{2\sigma^2} + (2J_+ + 1) \exp - \frac{J_+ (J_+ + 1)}{2\sigma^2} \right]$$

avec $J_- = J - \frac{1}{2} \quad J_+ = J + \frac{1}{2}$

$$\rho_o = \frac{\rho}{2 (2 I + 1) < \exp \frac{- J (J + 1)}{2 \sigma^2} >}$$

b) Dépendance avec l'énergie

Elle est donnée par :

$$\rho_o \sim \frac{1}{U^2} \exp 2 \sqrt{a U}$$

Mais U est l'énergie d'excitation effective et diffère de l'énergie de liaison selon que Z et N sont pairs ou impairs : la différence Δ telle que :

$$U = B_n - \Delta$$

est égale à la somme des énergies d'appariement du proton et du neutron :

$$\Delta = \begin{cases} \delta_p + \delta_n & \text{noyau composé pair pair} \\ \delta_p & \text{noyau composé pair impair} \\ \delta_n & \text{noyau composé impair pair} \\ 0 & \text{noyau composé impair impair} \end{cases}$$

Deux évaluations de Δ sont données dans le tableau VII. 7.

TABLEAU VII. 7

Noyau cible	Noyau composé	$\delta_p + \delta_n = \Delta$ (MeV) [VII. 30]	Δ (MeV) [VII. 31]	U (MeV)
$^{103}_{Rh}$	$^{104}_{Rh}$	0	0	7,000
$^{128}_{Xe}$	$^{129}_{Xe}$	$1,24 + 0 = 1,24$	1,11	5,650
$^{129}_{Xe}$	$^{130}_{Xe}$	$1,15 + 1,32 = 2,47$	2,21	6,870
$^{130}_{Xe}$	$^{131}_{Xe}$	$1,15 + 0 = 1,15$	1,10	5,510
$^{131}_{Xe}$	$^{132}_{Xe}$	$0,99 + 1,28 = 2,27$	2,20	6,660
$^{132}_{Xe}$	$^{133}_{Xe}$	$0,99 + 0 = 0,99$	1,10	5,770
$^{155}_{Gd}$	$^{156}_{Gd}$	$0,95 + 1,16 = 2,11$	2,00	6,340
$^{157}_{Gd}$	$^{158}_{Gd}$	$0,95 + 0,88 = 1,83$	1,98	6,093
$^{232}_{Th}$	$^{233}_{Th}$	$0 + 0,76 = 0,76$	0,68	4,250

La première résulte d'une étude de NEMIROVSKY et ADAMCHUK [VII. 30], la seconde est calculée d'après la formule $\delta = 0,41 (4 - \frac{A}{100})$ pour $A > 40$ [VII. 31]. L'accord entre les deux évaluations est assez satisfaisant. Nous utiliserons les valeurs données par NEMIROVSKY et ADAMCHUK - d'où les valeurs de U en colonne 5.

c) Influence des nombres de neutrons et protons

Une formule basée sur un modèle de gaz est incapable de décrire la variation de ρ au

voisinage des couches complètes. Plusieurs études tiennent plus ou moins compte de la structure en couche. D'après NEWTON [VII, 26] il est possible d'exprimer c et a en fonction des moments angulaires effectifs des dernières sous couches non complètes de protons et de neutrons :

$$c = \frac{K}{\alpha A^{2/3} \sqrt{(2 \bar{j}_N + 1)(2 \bar{j}_Z + 1)}}$$

$$a = \alpha \frac{\pi^2}{3} (\bar{j}_N + \bar{j}_Z + 1) A^{2/3}$$

α et K étant deux coefficients à ajuster. Ces formules ont l'intérêt de montrer que c et a sont deux grandeurs liées (c décroît lorsque a croît), qui varieront sensiblement au voisinage des couches fermées. Etant en exposant, a aura une influence beaucoup plus grande : si, par exemple, $\bar{j}_Z$ et $\bar{j}_N$ sont du même ordre de grandeur, une diminution de a de 5 % correspondra à une augmentation de c de 5 % - mais entraînera une diminution de $\exp 2\sqrt{aU}$ d'un facteur 1,73 pour $a = 20 \text{ MeV}^{-1}$, $U = 6 \text{ MeV}$.

La valeur de a présente des minima pour les couches complètes de protons et de neutrons.

2° - Résultats

a) L'espacement moyen peut être déterminé :

- d'après la pente de l'histogramme représentant le nombre de niveaux en fonction de l'énergie ; il doit alors être corrigé des niveaux non détectés. Cette méthode donne en fait une valeur maximale de $\langle D \rangle$. Elle ne pourra pas être utilisée pour le Rh et le Th du fait de la présence des niveaux "p".

- d'après le nombre de niveaux dans un intervalle d'énergie donné, ce nombre étant déterminé par l'extrapolation à 0 de la distribution des largeurs neutroniques réduites. Cette méthode revient à évaluer la correction à apporter à la précédente. Elle suppose que la distribution des largeurs neutroniques réduites suit bien une loi en χ^2 à 1 degré de liberté.

- la même méthode peut être utilisée mais en ajustant le nombre de degrés de liberté d'après la distribution expérimentale des largeurs neutroniques ; le problème est de connaître la signification d'une valeur de ν différente de 1 (effet physique réel ou erreur expérimentale ; dans ce dernier cas, quelle est cette erreur et comment se répercute-t-elle sur $\langle D \rangle$?)

Il est, en principe, possible de corriger l'espacement moyen déterminé en α) en évaluant le nombre de niveaux perdus d'après la distribution des espacements ; mais cette méthode est très approximative. Au contraire de la distribution des largeurs neutroniques, celle des espacements est totalement déformée par la perte de petites résonances : le déficit de petits espacements se transforme en excès de moyens et de grands espacements. Nous n'avons pas utilisé cette méthode de correction, bien moins précise que la précédente.

Les erreurs d'échantillonnage seront en général très faibles : la seconde ligne du tableau VII.8 donne cette erreur en assimilant la loi de Wigner à une loi de Porter et Thomas à 7,3 degrés de liberté et en négligeant les corrélations.

TABLEAU VII. 8

Nombre n d'espacements	10	30	100
Erreur sur $\bar{D}$ d'après loi de Wigner sans les corrélations	16,5 %	9,5 %	5,2 %
Erreur sur $\bar{D}$ d'après Dyson et Mehta [VII, 32]	9,5 %	3,5 %	1,17 %

Mais les corrélations diminuent fortement cette erreur ; DYSON et MEHTA ont montré [VII, 32] que la variance V_n caractérisant le nombre n de niveaux existant sur un intervalle 2 L (tel que $\langle D \rangle = \frac{2L}{n}$) est :

$$V_N = \frac{2}{\pi} \left(\log(2\pi n) + 1 + \gamma - \frac{\pi^2}{8} \right)$$
$$= 0,2026 (\log(2\pi n) + 0,343)$$

Les valeurs de l'erreur sur $\bar{D}$ en résultant sont données dans la 3ème ligne du tableau VII. 8 : en première approximation, l'erreur décroît comme 1/n pour n grand. En fait l'incertitude sur $\langle D \rangle$ sera surtout due aux erreurs expérimentales - aux niveaux perdus, à l'incertitude sur leur moment orbital, aux corrections (extrapolations). Le tableau VII. 9 comporte l'ensemble des résultats déterminés :

- d'après la pente de l'histogramme $N = f(E)$
- d'après la distribution de $g \Gamma_n^0$ avec $\nu = 1$
- d'après la distribution de $g \Gamma_n^0$ avec ν ajusté

TABLEAU VII. 9
Espacement moyen des niveaux (en eV)

Noyau cible	1ère méthode	2è méthode	3è méthode	Valeur retenue	Autres résultats
^{103}Rh		$26,1 \pm 1$	30 ± 3	27 ± 2	
^{128}Xe	250			200^{+50}_{-100}	
^{129}Xe	44	31 ± 2		31 ± 2	
^{130}Xe	150	80 ± 20		80 ± 20	
^{131}Xe	49 73	58 ± 5		55 ± 7	
^{132}Xe	1 300			400^{+100}_{-200}	
^{155}Gd	1,51	$1,40 \pm 0,05$		$1,40 \pm 0,06$	$1,9 \pm 0,2$ [VII, 27]

TABLEAU VII. 9 (suite)
Espaceurment moyen des niveaux (en eV)

Noyau cible	1ère méthode	2è méthode	3è méthode	Valeur retenue	Autres résultats
^{157}Gd	5, 13	$4,63 \pm 0,17$		$4,63 \pm 0,20$	$9,8 \pm 1$ [VII. 27]
^{232}Th		$16,9 \pm 0,5$	19 ± 1	17 ± 1	$17,5 \pm 0,7$ [V. 6]

Les deux valeurs données par la première méthode pour le ^{131}Xe correspondent aux deux pentes de l'histogramme représentant le nombre de niveaux en fonction de l'énergie.

La différence entre la valeur retenue et la valeur donnée par la première méthode, dans les cas des ^{128}Xe et ^{132}Xe , tient compte de la correction des niveaux non attribués.

Nous donnons dans la dernière colonne, à titre comparatif, quelques résultats dus à d'autres expérimentateurs : les valeurs sont parfois totalement incompatibles avec les nôtres (cas du ^{157}Gd). L'amélioration des techniques expérimentables entraîne presque toujours une diminution de l'espaceurment moyen évalué.

c) Interprétation

Nous n'essayerons d'interpréter ces résultats que dans les cas du Gd et du Xe. Etant donnée la valeur de σ^2 , il est possible de calculer D_0 , espaceurment corrigé du spin. Les résultats sont donnés dans le tableau VII. 10.

TABLEAU VII. 10

Noyau	U (MeV)	D_0 (eV)	$(6/U)^2 D_0$ (eV)
^{128}Xe	5,65	$380 \begin{smallmatrix} + 100 \\ - 200 \end{smallmatrix}$	$430 \begin{smallmatrix} + 100 \\ - 200 \end{smallmatrix}$
^{129}Xe	6,87	114 ± 7	87 ± 6
^{130}Xe	5,51	153 ± 38	183 ± 23
^{131}Xe	6,66	345 ± 43	280 ± 17
^{132}Xe	5,77	$760 \begin{smallmatrix} + 190 \\ - 380 \end{smallmatrix}$	$820 \begin{smallmatrix} + 205 \\ - 410 \end{smallmatrix}$
^{155}Gd	6,34	$8,7 \pm 0,4$	$7,8 \pm 0,35$
^{157}Gd	6,093	$29 \pm 1,3$	$28 \pm 1,3$

Pour éliminer l'influence du facteur $1/U^2$, on peut calculer $D_0 (6/U^2)$ en se normalisant à 6 MeV. Ces valeurs sont données dans la 4ème colonne du tableau VII. 10 ; elles sont, en principe, proportionnelles à $C \exp 2\sqrt{a U}$.

α - Gadolinium. Etant donnée la faible différence des énergies de liaison, le rapport des densités de niveaux, presque égal à 4, ne peut être expliqué en supposant la même valeur de a pour les deux isotopes : elle devrait être de l'ordre de 150, ce qui est absurde [VII. 33]. En prenant des valeurs de U plus différentes tout en restant plausibles, la valeur de a diminuerait mais resterait supérieure à 40, ce qui est très improbable.

Les valeurs de a du ^{155}Gd et du ^{157}Gd sont certainement différentes. Si $a \sim 16$, on a :

$$a_{155} - a_{157} \approx 3 \text{ MeV}^{-1}$$

L'effet de la variation de C sera faible : si a diminue de 20 %, c augmentera à peu près d'autant.

β - Xénon. Il n'est pas possible, là non plus, de trouver une valeur unique de a ; par exemple, la comparaison des isotopes 129 et 130 (ayant une différence des énergies d'excitation égale à 1,36 MeV) donne $a = 2 \text{ MeV}^{-1}$ - alors que celle des isotopes 129 et 131 (ayant une différence des énergies d'excitation seulement égale à 0,21 meV) donnerait $a \sim 200 \text{ MeV}^{-1}$.

On peut essayer d'évaluer une variation de a en supposant $a_{129} \sim 13 \text{ MeV}^{-1}$. Nous obtenons :

$$a_{129} - a_{130} \sim -2 \text{ MeV}^{-1}$$

$$a_{129} - a_{131} \sim 1,2 \text{ MeV}^{-1}$$

$$a_{129} - a_{132} \sim 0 \text{ à } 1 \text{ MeV}^{-1}$$

Nous devrions constater une diminution de a lorsque A augmente, puisque l'on se rapproche de la couche complète en neutrons ($N = 82$). C'est bien ce que l'on constate d'après les couples $^{129}\text{Xe} - ^{131}\text{Xe}$, ayant les valeurs les plus précises de $\langle D \rangle$ et des énergies d'excitation effective à peu près égales. Ce serait également la conclusion d'une comparaison des isotopes ^{130}Xe et ^{132}Xe - tous les deux pairs pairs, et ayant des valeurs de U voisines.

d) Conclusion

Une étude complète de la variation de la densité des niveaux en fonction du nombre de masse dépasserait le cadre de ce travail. La théorie rappelée précédemment est insuffisante, en particulier la théorie de Newton ne peut décrire correctement le comportement de $\langle D \rangle$ au voisinage des couches fermées.

D - LARGEURS RADIATIVES MOYENNES

1° - Rappels théoriques

La largeur radiative totale Γ_γ est la somme d'un grand nombre de largeurs radiatives partielles $\Gamma_{\gamma i}$. D'après BLATT et WEISSKOPF [VII. 34] ces largeurs partielles sont proportionnelles à E_γ^3 pour des transitions E1 et M1. Plus précisément, pour des transitions E1 :

$$\Gamma_{\gamma i} (E1) \sim E_\gamma^3 A^{2/3} D/D_0$$

où A est le nombre de masse. D_0 l'espacement des niveaux du modèle à particule indépendante, et $D = D(\lambda, J)$ l'espacement moyen des niveaux du noyau composé excité. Si toutes les transitions primaires supposées indépendantes sont du type E1, la largeur radiative totale sera de la forme [VII. 35].

$$\Gamma_{\gamma} \sim A^{2/3} D(\lambda, O, U) \int_0^U \frac{E^3 dE}{D(\lambda, O, U - E)}$$

où U est l'énergie d'excitation effective, c'est à dire corrigée de l'énergie de paire. La largeur radiative est indépendante du spin car le nombre de transitions est proportionnel à $(2J + 1)$ alors que l'espacement moyen est inversement proportionnel à $(2J + 1)$.

On peut donc s'attendre à l'indépendance de $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$ avec le spin et la parité des niveaux, et à une faible variation de $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$ d'un noyau à l'autre. Ceci n'est vrai que dans l'hypothèse statistique, et suppose qu'il n'y a pas quelques transitions privilégiées responsables d'une partie notable de la largeur radiative totale Γ_{γ} . Ceci est à peu près exact pour les noyaux étudiés dans ce travail, en particulier le rhodium (voir VI, A. 3). Mais pour certains noyaux $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$ dépend fortement du spin. Ainsi que l'a montré J. JULIEN [II, 37] cette dépendance semble compatible avec une probabilité de transition proportionnelle à E_{γ}^5 pour les rayons γ d'énergie voisine de 7 MeV.

2° - Résultats expérimentaux

La valeur de $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$ a pu être déduite de l'analyse de la distribution des largeurs radiatives partielles. Nous rappelons les résultats :

A) RHODIUM.

Nous avons obtenu :

$$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle = 171 \pm 3 \text{ meV.}$$

Cette valeur semble indépendante du spin et de la parité (d'après 4 résonances "p", nous obtenons : $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{\pi = +} = 167 \pm 7 \text{ meV}$)

B) THORIUM

Nous avons obtenu, d'après l'analyse de Γ_{γ} pour 14 niveaux "s" :

$$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{J^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}} = 21,8 \pm 1 \text{ meV}$$

La résonance à 8,35 eV, induite par des neutrons "p", a une largeur radiative $\Gamma_{\gamma} = 29 \pm 8 \text{ meV}$; cette valeur est compatible avec la valeur moyenne pour les niveaux $J^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$.

C) XENON

Nous n'avons tenu compte que des niveaux pour lesquels nous avons déterminé Γ_{γ} avec une erreur inférieure ou égale à 31 meV - soit 6 niveaux pour le 129 Xe et 5 pour le 131 Xe. Nous obtenons :

$$^{129}\text{Xe} \langle \Gamma_{\gamma} \rangle = 120 \pm 7 \text{ meV}$$

$$^{131}\text{Xe} \langle \Gamma_{\gamma} \rangle = 113 \pm 8 \text{ meV}$$

Ces largeurs radiatives totales, compatibles entre elles, le sont également avec celles des noyaux voisins, mais sont nettement supérieures à celles données pour la résonance à 0,084 du Xe 135, soit 91 meV.

Nous ne pouvons rien dire quant à l'influence du spin ; la largeur radiative du niveau à 125,8 eV de spin 0 est faible mais la barre d'erreur correspondante est grande. Ce niveau est le seul de spin 0 pour lequel nous avons pu déterminé Γ_{γ} avec une précision suffisante.

D) GADOLINIUM

Pour le ^{155}Gd , les résultats antérieurs donnaient, d'après les premiers niveaux : $\langle \Gamma_\gamma \rangle = 110 \pm 2 \text{ meV}$. Les 3 largeurs sont déterminées à 1 % près - et Γ_γ semble très peu varier.

Nos résultats sont beaucoup moins précis. Nous obtenons Γ_γ avec une erreur inférieure à 25 meV pour 19 niveaux (en excluant celui à 33,15 eV, pour lequel Γ_γ est anormalement grand). Les 2/3 des valeurs sont compatibles avec une valeur constante égale à 110 meV. (c'est à dire que la valeur 110 meV est comprise entre $(\Gamma_\gamma - \epsilon_{\Gamma_\gamma})$ et $(\Gamma_\gamma + \epsilon_{\Gamma_\gamma})$). Cette proportion est de 75 % en-dessous de 35 eV.

Nous pouvons seulement conclure que nos résultats sont compatibles avec une valeur constante égale à 110 meV, et qu'il est possible qu'ils soient faussés par une erreur systématique au-delà de 35 eV.

Pour le ^{157}Gd , seules les largeurs des deux premiers niveaux étaient précédemment connues, et ce à 1 % - soit 106 et 97 meV.

Nous avons déterminé Γ_γ à mieux que 20 meV pour 7 niveaux - d'où $\overline{\Gamma_\gamma} = 119 \text{ meV}$; et à mieux que 25 meV pour 11 niveaux, d'où $\overline{\Gamma_\gamma} = 116 \text{ meV}$. L'estimation de l'erreur est difficile : étant données les conditions expérimentales, l'erreur systématique est importante. Nous pouvons néanmoins conclure qu'il ne semble pas qu'il y ait une erreur systématique fonction de l'énergie, et que la valeur $\overline{\Gamma} = 101,5 \text{ meV}$ semble trop faible.

CONCLUSIONS

Le but d'un tel travail était de déterminer certaines valeurs numériques (telles que fonction densité) et de vérifier (ou infirmer) certaines lois théoriques.

Nous avons trouvé, comme bien d'autres auteurs auparavant, un assez bon accord des des résultats expérimentaux avec les lois théoriques en ce qui concerne les distributions des paramètres et les corrélations. Nous avons néanmoins relevé quelques faits qui ne sont peut être pas tous significatifs :

- la distribution des largeurs neutroniques réduites est donnée par une loi en χ^2 avec un nombre de degré de liberté un peu supérieur à 1. De tels résultats ont été trouvés par d'autres auteurs ;

- la distribution des largeurs neutroniques du ^{232}Th fait apparaître un manque de petites valeurs dans certaines zones d'énergie ; nous ne savons pas si cette anomalie est liée à la précédente.

- il existe une corrélation positive entre Γ_γ et Γ_n^0 pour le ^{103}Rh .

- dans le cas du ^{232}Th , la variance et les moments des distributions des espacements sont supérieures aux valeurs prévues d'après la loi de Wigner et d'après la résolution du problème des valeurs propres pour des matrices 20×20 .

Les valeurs trouvées pour les fonctions densités, les largeurs radiatives, l'espacement moyen sont en assez bon accord avec celles obtenues pour des noyaux voisins, avec une anomalie : dans le cas du Xénon, la fonction densité diminue lorsque A croît. Il peut y avoir un effet dû à la structure en couche, phénomène déjà noté dans le cas de l'étain.

Il ne semble pas qu'il y ait une dépendance de la fonction densité avec le spin, sauf peut être dans le cas du ^{103}Rh . Mais il faut remarquer que, pour plusieurs noyaux, l'examen d'un nombre réduit de niveaux (les premiers) conduit à conclure à une dépendance de cette fonction densité avec le spin (presque toujours $S_{\text{O}}^{J+} > S_{\text{O}}^{J-}$). Un tel effet pourrait être expliqué par l'existence de structures intermédiaires - mais il faudrait expliquer pourquoi on a presque toujours $S_{\text{O}}^{J+} > S_{\text{O}}^{J-}$ - et ce quel que soit le nombre de masse.

La largeur radiative moyenne obtenue pour le ^{232}Th est en bon accord avec celles obtenues par ailleurs, alors que pour le ^{103}Rh nous trouvons une valeur un peu supérieure aux valeurs données pour les noyaux voisins : le même phénomène existe pour les isotopes 129 et 131 du Xénon, mais est moins significatif.

Ce travail constitue une illustration de la technique du temps de vol des neutrons lents : nos conditions expérimentales et nos méthodes d'analyses sont actuellement parmi les meilleures au monde. Les résultats sont de bonne qualité, mais peuvent être entachés d'erreurs d'origine insoupçonnée.

Et, pour cette raison, ce travail n'est pas terminé ; nous avons ci-dessus mentionné certains résultats nouveaux, qui infirment parfois des données assez bien établies (tel que $\nu = 1$ pour la loi en χ^2 donnant la distribution des largeurs partielles). Il est nécessaire d'effectuer d'autres expériences, si possible par des méthodes différentes, pour confirmer ou infirmer ces résultats.

ANNEXE I

CALCUL DE LA VALEUR MOYENNE DE $\sum_{\lambda, \lambda'} [\Gamma_{\lambda c}]^{1/2} [\Gamma_{\lambda' c}]^{1/2} A_{\lambda \lambda'}$

La valeur moyenne est égale à :

$$\frac{1}{\Delta E} \sum_{\lambda, \lambda'} \int_{\Delta E} [\Gamma_{\lambda c}]^{1/2} [\Gamma_{\lambda' c}]^{1/2} A_{\lambda \lambda'} dE$$

soit, en négligeant la variation de $\Gamma_{\lambda c}$ avec l'énergie :

$$\frac{1}{\Delta E} \sum_{\lambda, \lambda'} [\Gamma_{\lambda c}]^{1/2} [\Gamma_{\lambda' c}]^{1/2} \int_{\Delta E} A_{\lambda \lambda'} dE$$

$A_{\lambda \lambda'}$ étant donné par le développement en série I. C. 13.

L'intégrale de $-\infty$ à $+\infty$ de chaque terme de ce développement est nulle, sauf pour le premier. Considérons le demi plan complexe supérieur : l'intégrale sur le demi cercle à l'infini étant nulle (la fonction à intégrer est de la forme $\rho^{-n+1} d\theta$, avec $n \geq 2$), l'intégrale de $-\infty$ à $+\infty$, égale à la somme des résidus, est nulle puisque tous les pôles sont dans le demi plan inférieur ($\Gamma > 0$).

L'intégration directe du premier terme donne :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} - \frac{1}{E - \epsilon_{\lambda}} dE = + i \pi$$

La moyenne sera donc égale à :

$$+ i \pi \frac{\sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda c}}{\Delta E} = + i \pi \frac{\langle \Gamma_{\lambda c} \rangle}{\langle D \rangle}$$

Il apparaît qu'il n'existe pas de terme correctif résultant de l'interférence entre résonances; ce résultat peut être obtenu par l'intégration de $(xx' - 1) / [(1 + x^2)(1 + x'^2)]$ alors que l'intégration de $(xx' + 1) / [(1 + x^2)(1 + x'^2)]$ donne un terme correctif non nul (voir par exemple J. J. SCHMIDT [I. 13]).

ANNEXE II

CALCUL DE L'AIRES D'UNE RESONANCE EN TRANSMISSION DANS LE CAS OU $n \sigma_0 \gg 1$

Nous supposons la résonance isolée et ne tiendrons pas compte de l'interférence potentielle. Soit à calculer :

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-n \sigma_0 \psi(\beta, x)}) dE \quad (A.1)$$

Puisque $X = \frac{2(E - E_r)}{\Gamma}$, et si $(\frac{X}{\beta})^2 \gg 1$ (1ère condition de validité du calcul) :

$$A = \frac{\Gamma}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-n \sigma_0 \frac{1}{1+x^2}} (1 + \frac{3x^2 - 1}{(1+x^2)^2} \frac{\beta^2}{2})) dx \quad (A.2)$$

Il est possible de négliger 1 devant x^2 lorsque x est grand ; lorsqu'il est petit, l'exponentielle est très petite (voisine de zéro), et sa valeur absolue varie peu si $(1+x^2)$ est remplacé par x^2 . Si cette seconde condition de validité du calcul est satisfaite, l'équation (2) devient :

$$A = \frac{\Gamma}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-n \sigma_0 \frac{1}{x^2} (1 + \frac{3}{2} \frac{\beta^2}{x^2})}) dx = \Gamma \int_0^{\infty} (1 - e^{-n \sigma_0 \frac{1}{x^2}} e^{-\frac{3}{2} n \sigma_0 \frac{\beta^2}{x^4}}) dx \quad (A.3)$$

La seconde exponentielle peut être développée en série :

$$A = \Gamma \int_0^{\infty} [1 - e^{-n \sigma_0 \frac{1}{x^2}} (1 - \frac{3}{2} n \sigma_0 \frac{\beta^2}{x^4} + \frac{9}{8} (n \sigma_0)^2 \frac{\beta^4}{x^8} - \dots)] dx \quad (A.4)$$

soit, en posant $y = \frac{1}{x}$ et en séparant les termes de l'intégrale :

$$A = A_1 + A_2 + A_3 + \dots \quad (A.5)$$

$$A_1 = \Gamma \int_0^{\infty} \frac{1 - e^{-n \sigma_0 y^2}}{y^2} dy = \Gamma \sqrt{\pi n \sigma_0} \quad (A.5.1)$$

$$A_2 = \Gamma \frac{3}{2} n \sigma_0 \beta^2 \int_0^{\infty} y^2 e^{-n \sigma_0 y^2} dy = \Gamma \sqrt{\pi n \sigma_0} \frac{3}{8} \frac{\beta^2}{n \sigma_0} \quad (A.5.2)$$

$$A_3 = -\Gamma \frac{9}{8} (n\sigma_0 \beta^2)^2 \int_0^\infty y^6 e^{-n\sigma_0 y^2} dy = -\Gamma \sqrt{\pi n\sigma_0} \frac{135}{128} \frac{\beta^4}{(n\sigma_0)^2} \quad (A.5.3)$$

$$\text{d'où : } A = \Gamma \sqrt{\pi n\sigma_0} \left[1 + \frac{3}{8} \frac{\beta^2}{n\sigma_0} - \frac{135}{128} \left(\frac{\beta^2}{n\sigma_0} \right)^2 + \dots \right] \quad (A.6)$$

soit en supposant le terme du second ordre en $(\beta^2 / n\sigma_0)$ négligeable (3e condition de validité) :

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-n\sigma_0 \psi(\beta, x)}) dE = \Gamma \sqrt{n\sigma_0} \left(1 + \frac{3}{8} \frac{\beta^2}{n\sigma_0} \right) \quad (A.7)$$

Examen des conditions de validité

Nous allons chercher sous quelles conditions l'équation 7 est correcte à environ 1 % près ; pour cela, nous imposerons que l'erreur relative sur $(1 - T)$ résultant des deux premières approximations soit toujours inférieure à 1 % - et que le terme du second ordre négligé dans l'équation 6 soit également inférieur à 1 %.

Condition 1 - Elle s'écrit :

$$e^{-n\sigma_0} \frac{1}{1+x^2} - e^{-n\sigma_0} \frac{1}{1+x^2} \left(1 + \frac{x^4 - 10x^2 + 5}{(1+x^2)^4} \frac{3}{4} \beta^4 \right) \lesssim 0.01 (1 - e^{-n\sigma_0} \frac{1}{1+x^2}) \quad (A.8)$$

soit en négligeant 1 devant x^2 , et en supposant que $n\sigma_0 \frac{1}{x^2} \left(\frac{\beta}{x} \right)^4 \ll 1$

$$n\sigma_0 \frac{1}{x^2} \frac{3}{4} \left(\frac{\beta}{x} \right)^4 < 0.01 (e^{n\sigma_0 \frac{1}{x^2}} - 1) \quad (A.9)$$

Cette condition sera satisfaite quel que soit x pour : $\beta^2 \leq 0.1 n\sigma_0$ (A.10)

Condition 2 - Elle s'exprime :

$$e^{-n\sigma_0} \frac{1}{1+x^2} - e^{-n\sigma_0} \frac{1}{x^2} \lesssim 0.01 (1 - e^{-n\sigma_0} \frac{1}{x^2}) \quad (A.11)$$

$$\text{soit : } e^{-\frac{n\sigma_0}{x^2}} \frac{1}{x^2} - 1 \lesssim 0.01 (e^{\frac{n\sigma_0}{x^2}} - 1) \quad (A.12)$$

Cette condition est satisfaite quel que soit x pour : $n\sigma_0 > 70$. (A.13)

Condition 3 - Elle aussi s'écrit simplement :

$$\left(\frac{\beta^2}{n\sigma_0} \right)^2 \leq 0.01 \quad (A.14)$$

$$\text{soit : } \beta^2 \leq 0.1 n\sigma_0 \quad (A.15)$$

Conclusion :

La formule A.7 est donc valable lorsque : $n\sigma_0 > 70$ $\beta^2 < 0.1 n\sigma_0$

ANNEXE III

DETERMINATION DE L'ÉPAISSEUR OPTIMALE DE L'ÉCHANTILLON POUR UNE MESURE DE SECTION EFFICACE TOTALE

Le but est de déterminer σ avec la meilleure précision possible, étant donné trois causes d'erreur expérimentales :

- le bruit de fond,
- la normalisation,
- la précision statistique.

La transmission normalisée est donnée par :

$$TN = \frac{1}{k} \frac{T - BT}{S - BS}$$

Les comptages expérimentaux T, BT, S, BS ont des erreurs ϵ_T , ϵ_{BT} , ϵ_S , et ϵ_{BS} . Le coefficient de normalisation k a une erreur ϵ_k .

La section efficace est donnée par :

$$\sigma = - \frac{1}{n} \log (TN)$$

avec une erreur ϵ_n sur l'épaisseur n. Si les erreurs partielles sont indépendantes, celle sur σ vaut :

$$\left(\frac{\epsilon(\sigma)}{\sigma} \right)^2 = \left(\frac{\epsilon(n)}{n} \right)^2 + \left(\frac{1}{n\sigma} \frac{\epsilon(k)}{k} \right)^2 + \left(\frac{1}{n\sigma} \right)^2 \left(\frac{\epsilon(T)^2 + \epsilon(BT)^2}{(T - BT)^2} + \frac{\epsilon_S^2 + \epsilon_{BS}^2}{(S - BS)} \right) \quad (A.3.1)$$

Nous négligeons ϵ_n/n , toujours très faible (de l'ordre du pour mille). Il est nécessaire de faire certaines hypothèses pour pouvoir donner une expression simple de $\epsilon(\sigma)/\sigma$.

Hypothèses

1° - Il y a intérêt à avoir la même précision statistique sur T et sur S, donc à peu près le même taux de comptage. Par conséquent, nous admettons que si l'expérience pour la mesure du spectre dure un certain temps t, celle pour la transmission dure un temps $t' = kt \approx t e^{n\sigma}$.

Plus précisément, nous admettons les égalités : $k \approx e^{n\sigma}$ $T - BT \approx S - BS$

2° - Nous caractérisons le bruit de fond spectre BS en admettant qu'il est égal à une fraction α du spectre : $BS \approx \alpha S$. Nous supposons qu'il est le même, par unité de temps, pour la transmission et pour le spectre, d'où : $BT \approx k \alpha S$

3° - Les erreurs sur les comptages transmission et spectre sont uniquement d'origine statistique : $\epsilon_T = \sqrt{T}$ $\epsilon_S = \sqrt{S}$

Nous négligeons ainsi d'éventuelles erreurs dues au temps mort.

4° - Les erreurs sur les bruits de fond sont surtout systématiques (erreurs d'évaluation). Nous caractérisons l'erreur absolue sur BS en admettant qu'elle est égale à une fraction β du spectre : $\epsilon_{(BS)} = \beta S$ - et admettons, comme précédemment, que l'erreur sur les bruits de fond est proportionnelle au temps, d'où : $\epsilon_{(BT)} \approx k \beta S$

Ces erreurs systématiques peuvent se compenser si les deux bruits de fond sont évalués par la même méthode, ce qui est généralement le cas ; la formule A.3.1 suppose qu'elles sont indépendantes. Si elles sont liées, l'expression devient, en tenant compte des hypothèses précédentes :

$$\left(\frac{\epsilon(\sigma)}{\sigma}\right)^2 = \left(\frac{\epsilon(n)}{n}\right)^2 + \left(\frac{1}{n\sigma} \frac{\epsilon(k)}{k}\right)^2 + \left(\frac{1}{n\sigma}\right)^2 \left(\frac{\epsilon_{(T)}^2 + \epsilon_{(BS)}^2 + (\epsilon_{(BT)} - \epsilon_{(BS)})^2}{(S - BS)^2} \right) \quad (A.3.2)$$

Expression de l'erreur

Nous obtenons, si les erreurs systématiques se compensent totalement :

$$\left(\frac{\epsilon_{\sigma}}{\sigma}\right)^2 = \left(\frac{1}{n\sigma}\right)^2 \left\{ \left(\frac{\epsilon(k)}{k}\right)^2 + \frac{1}{(1-\alpha)^2} \left[\beta^2 (k-1)^2 + \frac{2 + (k-1)\alpha}{S} \right] \right\} \quad (A.3.3)$$

et si elles ne se compensent pas du tout :

$$\left(\frac{\epsilon_{\sigma}}{\sigma}\right)^2 = \left(\frac{1}{n\sigma}\right)^2 \left\{ \left(\frac{\epsilon(k)^2}{k}\right) + \frac{1}{(1-\alpha)^2} \left[\beta^2 (1+k^2) + \frac{2 + (k-1)\alpha}{S} \right] \right\} \quad (A.3.4)$$

Nous supposons $\frac{\epsilon k}{k} = 0,005$, ordre de grandeur raisonnable. La figure A.3.1 représente $\frac{\epsilon_{\sigma}}{\sigma}$ en fonction de $n\sigma$ avec $\beta = 0,03$ et $\alpha = 0,1$ - selon que les erreurs se compensent totalement ou pas du tout (courbes A ou B), et selon la valeur de la statistique ($S = 2500$ pour les courbes 1, infiniment grand pour les courbes 2).

Ces courbes montrent de grandes différences selon que les erreurs sur les bruits de fond se compensent totalement ou pas du tout. En fait, ces deux hypothèses extrêmes sont également fausses, et nous prendrons leur moyenne, représentée par la formule :

$$\left(\frac{\epsilon_{\sigma}}{\sigma}\right)^2 = \left(\frac{1}{n\sigma}\right)^2 \left\{ \left(\frac{\epsilon(k)}{k}\right)^2 + \frac{1}{(1-\alpha)^2} \left[\beta^2 (k^2 + 1 - k) + \frac{2 + (k-1)\alpha}{S} \right] \right\} \quad (A.3.5)$$

Cette moyenne est représentée par les courbes C de la figure A.3.1. Les courbes de la figure A.3.2 donnent $\frac{\epsilon_{\sigma}}{\sigma}$ en fonction de $n\sigma$ pour différentes valeurs de α (0,3 et 0,03), de β (0,1 - 0,01) et de la statistique (2500 ou infinie), et ce, dans l'hypothèse d'une compensation partielle des erreurs sur les bruits de fond (formule A.3.5). Nous remarquons :

- 1 - pour tous ces cas réalistes, l'épaisseur optimale est telle que $n\sigma$ est compris entre 1 et 1,5.
- 2 - l'amélioration de la statistique n'a d'effet que lorsque les erreurs systématiques sont assez faibles.
- 3 - au contraire, l'amélioration de l'évaluation du bruit de fond diminue considérablement l'erreur résultante :

- pour β passant de 0.1 à 0.03 - diminution de l'erreur d'un facteur 3
- pour β passant de 0.03 à 0.01 - diminution de l'erreur d'un facteur 2 à 3

4 - pour une erreur constante sur l'évaluation du bruit de fond, la diminution de celui-ci de 30 % à 3 % diminue l'erreur d'un facteur d'environ 1.4.

Conclusion

Il est évidemment intéressant de diminuer le bruit de fond, mais il faut surtout l'évaluer avec précision, et une amélioration de la statistique n'est rentable que lorsque les erreurs systématiques sont faibles. Mais, surtout, l'épaisseur optimale est toujours telle que $n \sigma \sim 1$ à 1.5.

ANNEXE IV

CALCUL DE LA SECTION EFFICACE A PARTIR DE LA TRANSMISSION EXPERIMENTALE

Pour chaque point expérimental σ_e est calculé à partir de T_e : $\sigma_e = - \frac{1}{n} \text{Log } T_e$

(A.4.1)

La section efficace moyenne est définie pour un intervalle ΔE très grand par rapport à l'espacement moyen des résonances :

$$\overline{\sigma_e} = \frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E} \sigma_E dE = - \frac{1}{\Delta E} \frac{1}{n} \int_{\Delta E} \text{Log } T_e dE \quad (\text{A.4.2})$$

Il faut savoir dans quelle mesure cette moyenne expérimentale est égale à la moyenne vraie $\overline{\sigma}$. En chaque point la transmission expérimentale est égale au produit de convolution de la transmission vraie par la fonction de résolution expérimentale, soit :

$$T_e = \mathfrak{R} * e^{-n\sigma} \quad (\text{A.4.3})$$

et la section efficace expérimentale moyenne est égale à :

$$\overline{\sigma_e} = - \frac{1}{\Delta E} \frac{1}{n} \int_{\Delta E} \text{Log} (\mathfrak{R}_E * e^{-n\sigma_E}) dE \quad (\text{A.4.4})$$

Pour simplifier les notations, nous allons écrire qu'en chaque point la section efficace σ_E est égale à la section efficace moyenne vraie $\overline{\sigma}$ plus une quantité σ'_E , positive ou négative, représentant les variations de la valeur de la section efficace de part et d'autre de $\overline{\sigma}$:

$$\sigma_E = \overline{\sigma} + \sigma'_E \quad (\text{A.4.5})$$

d'où :

$$\begin{aligned} \overline{\sigma_e} &= - \frac{1}{\Delta E} \frac{1}{n} \int_{\Delta E} \text{Log} (\mathfrak{R} * e^{-n\overline{\sigma}} e^{-n\sigma'_E}) dE \\ \overline{\sigma_e} &= - \frac{1}{\Delta E} \frac{1}{n} \left[- \int_{\Delta E} n \overline{\sigma} dE + \int_{\Delta E} \text{Log} (\mathfrak{R} * e^{-n\sigma'_E}) dE \right] \quad (\text{A.4.6}) \end{aligned}$$

$$\overline{\sigma_e} - \overline{\sigma} = - \frac{1}{n \Delta E} \int_{\Delta E} \text{Log} (\mathfrak{R} * e^{-n\sigma'_E}) dE \quad (\text{A.4.7})$$

Un développement en série donne :

$$\overline{\sigma_e} - \bar{\sigma} = \frac{1}{n \Delta E} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-)^{i-1}}{i} \int_{\Delta E} \left(\sum_{j=1}^{\infty} (-)^j \frac{n^j}{j!} \mathfrak{R} * \sigma'^j \right)^i dE \quad (A.4.8)$$

Etant donné que :

$$\int_{\Delta E} \mathfrak{R} * \sigma'^j dE = \Delta E \overline{\sigma'^j} \quad \overline{\sigma'} = 0 \quad (A.4.9)$$

les premiers termes s'écrivent :

$$\begin{aligned} \overline{\sigma_e} - \bar{\sigma} = \frac{1}{n \Delta E} \left\{ \left[-\frac{n^2}{2} \overline{\sigma'^2} \Delta E + \frac{n^3}{3!} \overline{\sigma'^3} \Delta E - \dots \right] \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \int_{\Delta E} [n^2 (\mathfrak{R} * \sigma')^2 - n^3 (\mathfrak{R} * \sigma') (\mathfrak{R} * \sigma'^2) + \dots] dE + \frac{1}{3} \int_{\Delta E} [n^3 (\mathfrak{R} * \sigma')^3 \dots] dE \right\} \end{aligned} \quad (A.4.10)$$

Ils représentent l'erreur sur $\bar{\sigma}$ si la quantité $n \sigma'$ est petite. Il est aisé de constater que la différence entre $\overline{\sigma_e}$ et $\bar{\sigma}$ est nulle dans trois cas limites :

- n est très petit
- σ' varie peu (et est à peu près nul, puisque $\overline{\sigma'} = 0$)
- la résolution est très bonne (c'est à dire $\mathfrak{R} * \sigma' = \sigma'$)

Pour préciser la différence entre $\overline{\sigma_e}$ et $\bar{\sigma}$, nous ne conserverons que les termes en σ'^2 .

$$\overline{\sigma_e} - \bar{\sigma} = \frac{n}{2 \Delta E} \int_{\Delta E} [(\mathfrak{R} * \sigma'_E)^2 - (\mathfrak{R} * \sigma'^2_E)] dE \quad (A.4.11)$$

Nous supposons que, sur la largeur de la fonction de résolution, $\sigma'_{E+\delta E}$ peut s'écrire :

$$\sigma'_{E+\delta E} = \sigma' \left(1 + \frac{1}{\sigma'_E} \frac{\partial \sigma'_E}{\partial E} \delta E \right) = \sigma'_E (1 + D_E \delta E) \quad (A.4.12)$$

D_E représentant la pente relative de σ'_E en E . Nous considérerons que la variable intervenant dans l'intégrale de convolution est δE , et obtenons de 11 (avec $\mathfrak{R} * \sigma'_E = \sigma'_E$)

$$\begin{aligned} \overline{\sigma_e} - \bar{\sigma} = \frac{n}{2 \Delta E} \int_{\Delta E} [\sigma'^2_E + 2 \sigma'_E D_E \int_{\delta E} (\mathfrak{R} * \delta E) dE + \sigma'^2_E D_E^2 \int_{\delta E} (\mathfrak{R} * \delta E)^2 dE \\ - (\sigma'^2_E + 2 \sigma'_E D_E \int_{\delta E} (\mathfrak{R} * \delta E) + \dots + \sigma'^2_E D_E^2 \int_{\delta E} (\mathfrak{R} * \delta E)^2)] dE \end{aligned}$$

et puisque $\int_{\delta E} \mathfrak{R} * \delta E dE = 0$ (fonction de résolution centrée sur E) et $\int_{\delta E} \mathfrak{R} * \delta E^2 dE = \epsilon_R^2$ (écart quadratique de la fonction de résolution)

$$\overline{\sigma_e} - \bar{\sigma} = - \frac{n}{2 \Delta E} \int_{\Delta E} \sigma'_E D_E^2 \epsilon_R^2 dE \quad (A.4.13)$$

Si la fonction de résolution ne varie pas sur l'intervalle ΔE :

$$\overline{\sigma} - \overline{\sigma}_e = \frac{n}{2} \epsilon_R^2 < (\sigma_E - \overline{\sigma})^2 \frac{\left(\frac{\partial \sigma}{\partial E}\right)^2}{(\sigma_E - \overline{\sigma})^2} >$$

$$\overline{\sigma} - \overline{\sigma}_e = \frac{n}{2} \epsilon_R^2 < \left(\frac{\partial \sigma}{\partial E}\right)^2 >$$

Il apparaît que, au premier ordre, l'erreur sur la section efficace moyenne résultant d'une résolution non parfaite est proportionnelle à l'épaisseur de l'échantillon et à l'écart quadratique moyen de la résolution :

$$\epsilon_{\overline{\sigma}} \sim n \epsilon_R^2$$

ANNEXE V

CALCUL DE LA VARIANCE DE LA DISTRIBUTION D'UNE LARGEUR RESULTANT DE LA SOMME DE LARGEURS PARTIELLES DISTRIBUEES SUIVANT DES LOIS EN χ^2

La grandeur r_i est la somme des grandeurs indépendantes x_i et y_i distribuées suivant des lois en χ^2 à τ et μ degrés de liberté. Les valeurs moyennes et les variances vaudront respectivement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{x} \\ \frac{2}{\tau} \bar{x}^2 \end{array} \right\} \text{ et } \left\{ \begin{array}{l} \bar{y} \\ \frac{2}{\mu} \bar{y}^2 \end{array} \right.$$

La somme, $r_i = x_i + y_i$, sera distribuée suivant une loi dont la valeur moyenne et la variance vaudront :

$$\bar{r} = \bar{x} + \bar{y}$$

$$\text{Var} = \frac{2}{\tau} \bar{x}^2 + \frac{2}{\mu} \bar{y}^2$$

Nous allons exprimer le double de l'inverse de cette variance normalisée en fonction de $\tau + \mu$ et d'un reste : ce sera le nombre de degrés de liberté d'une loi en χ^2 équivalente - soit v_{eq} :

$$v_{eq} = \frac{2 (\bar{x} + \bar{y})^2}{\text{Var}} = \frac{(\bar{x} + \bar{y})^2}{\frac{\bar{x}^2}{\tau} + \frac{\bar{y}^2}{\mu}}$$

Tout calcul fait, il vient :

$$v_{eq} = \tau + \mu - \frac{(\mu \bar{x} - \tau \bar{y})^2}{\mu \bar{x}^2 + \tau \bar{y}^2} = \tau + \mu - \tau \mu \frac{(\frac{\bar{x}}{\tau} - \frac{\bar{y}}{\mu})^2}{(\frac{\bar{x}^2}{\tau} + \frac{\bar{y}^2}{\mu})}$$

Cette dernière forme montre que le nombre de degrés de liberté résultant n'est égal à la somme des degrés de liberté que si $\frac{\bar{x}}{\tau} = \frac{\bar{y}}{\mu}$, c'est à dire que si la valeur moyenne des lois composantes est proportionnelle à leur nombre de degrés de liberté.

Cette expression peut être écrite $\tau + \mu = v_{eq} + P$, P étant une quantité toujours positive : c'est à dire que la somme des degrés de liberté des lois composantes est toujours supérieure (ou égale) au nombre de degrés de liberté de la loi résultante.

ANNEXE VI

CALCUL DE LA VARIANCE CARACTERISANT LA SOMME DE DEUX LOIS EN χ^2

A ν DEGRES DE LIBERTE

Soit deux lois en χ^2 , la première étant supposée normalisée :

$$\int_0^{\infty} f(x) dx = 1 \qquad \int_0^{\infty} x f(x) dx = 1$$

la seconde sera $g(x) = (\rho/k) f(x/k)$ telle que :

$$\int_0^{\infty} g(x) dx = \rho \qquad \int_0^{\infty} x g(x) dx = k \rho$$

La variance de la première sera $\frac{2}{\nu}$, celle de la seconde $\frac{2k^2}{\nu}$. La somme de ces deux lois de distribution sera $r(x)$, telle que : $r(x) = f(x) + g(x)$ et les moments de la somme seront égaux aux sommes des moments :

$$\begin{aligned} M^0 &= 1 + \rho \\ M^1 &= 1 + k \rho \\ M^2 &= \left(\frac{2}{\nu} + 1 \right) + \rho \left(\frac{2}{\nu} k^2 + k^2 \right) \end{aligned}$$

d'où la nouvelle valeur moyenne :

$$\bar{x} = \frac{1 + k \rho}{1 + \rho}$$

et la variance résultante :

$$\text{var}_{(x)} = \frac{(1 + 2/\nu)(1 + \rho k^2)}{1 + \rho} - \frac{(1 + k\rho)^2}{(1 + \rho)^2}$$

qui, normalisée à la valeur moyenne, vaut :

$$\text{varn}_{(x)} = \frac{(1 + 2/\nu)(1 + \rho k^2)(1 + \rho)}{(1 + k\rho)^2} - 1 = \frac{2}{\nu} + \left(1 + \frac{2}{\nu}\right) \frac{\rho(1 - k)^2}{(1 + k\rho)^2}$$

La variance résultante est toujours supérieure ou égale à $2/\nu$ quels que soient ρ et k .

ANNEXE VII

SUPERPOSITION DE PLUSIEURS LOIS DE DISTRIBUTIONS DES ESPACEMENTS DES NIVEAUX

Ce problème fut d'abord étudié dans le cas où $n = 2$ (réf. 1, 2) puis, plus récemment, par N. ROSENZWEIG et C. E. PORTER dans le cas de n quelconque (réf. 3). Nous donnons le résultat sous une forme plus simple que ces derniers.

Etant donné une loi $p(x)$ de distribution des espacements définie pour $x > 0$, telle que :

$$p(x) \geq 0 \quad \int_0^{\infty} p(x) dx = 1$$

On peut définir :

$$P(x) = \int_x^{\infty} p(x) dx \quad P^{(2)}(x) = \int_x^{\infty} P(x) dx$$

d'où :

$$P(0) = 1 \quad P^{(2)}(0) = \bar{x}_p = \int_0^{\infty} x p(x) dx = \int_0^{\infty} P(x) dx$$

(à condition que $p(x) \rightarrow 0$ plus vite que $\frac{1}{x^2}$ pour $x \rightarrow \infty$)

1 - CAS DE DEUX POPULATIONS

Nous recherchons la loi $r(x)$ résultant de la superposition des niveaux de 2 populations indépendantes suivant respectivement les lois $p(x)$ et $q(x)$. Pour établir cette loi nous suivrons la méthode utilisée par E. LYNN (4).

Considérons des événements dont les distances sont données par une loi $p(x)$. Considérons un de ces événements. La probabilité de ne pas en trouver un autre avant la distance D sera :

$$\int_D^{\infty} p(x) dx = P_{(D)}$$

Considérons maintenant un point au hasard ; les abscisses seront prises à partir de ce point. La probabilité de trouver un événement en x sera :

$$\frac{dx}{\bar{x}}$$

alors que la probabilité de ne pas avoir d'événement entre x et l'origine (i.e le point pris au hasard) est $P(x)$.

La probabilité de trouver le premier événement à la distance x après un point pris au hasard sera donc :

$$\frac{dx}{\bar{x}} P(x)$$

et la probabilité de n'avoir aucun évènement à partir d'un point pris au hasard sera :

$$\int_x^{\infty} \frac{dx}{x} P(x) = \frac{P^{(2)}_x}{x}$$

Ceci est valable pour n'importe quelle loi - pour la loi résultante $r(x)$ notamment. Or pour celle ci la probabilité $\frac{R^{(2)}(x)}{x_r}$ de n'avoir aucun évènement avant la distance x à partir d'un point pris au hasard est égale au produit de ces probabilités pour les lois composantes :

$$\frac{R^{(2)}(x)}{x_r} = \frac{P^{(2)}(x)}{x_p} \frac{Q^{(2)}(x)}{x_q}$$

Cette loi est, sous une forme plus condensée, celle donnée par différents auteurs. (1, 2, 4).

2 - CAS DE n POPULATIONS

La généralisation est immédiate :

$$\frac{R^{(2)}(x)}{x_r} = \prod_{i=1}^{i=n} \frac{P^{(2)}_i(x)}{x_i}$$

Là encore, cette loi est, sous une forme plus condensée, celle déjà donnée par ROSENZWEIG et PORTER. (3).

En pratique nous calculons numériquement la loi résultante $r(x)$ à partir de cette loi $R^{(2)}(x)$ (en calculant les $P^{(2)}_{i(x)}$ pour des points x_j convenablement choisis ; puis en calculant numériquement la dérivée seconde de $R^{(2)}(x)$ pour certains des points x_j). Nous obtenons une précision relative de l'ordre du 1/1000 avec une IBM 7094 en simple précision.

REFERENCES

- 1 I. I. GUREVICH and M. I. PEVSNER - Physica 22 - 1132 (1956)
- 2 A. M. LANE - Oak Ridge National Laboratory - Report ORNL 2309 (1957)
- 3 N. ROSENZWEIG and C. E. PORTER - Physical Review - 120 (5) - 1698 (1960)
- 4 E. LYNN - International course on Fundamentals in nuclear theory - TRIESTE 1966 - non publié.

ANNEXE VIII

CALCUL DES ERREURS DISSYMETRIQUES POUR UNE DISTRIBUTION EN χ^2 A ν DEGRES DE LIBERTE

Soit $p(x, \nu)$ la loi de distribution de x :

$$p(x, \nu) dx = \frac{\nu/2}{\Gamma(\nu/2)} \left(\frac{\nu}{2}\right)^{\frac{\nu}{2}-1} e^{-\frac{\nu}{2}x} dx$$

Nous supposons ν pair et posons : $\nu = 2n$, d'où :

$$p(x, n) dx = \frac{n}{\Gamma(n)} (nx)^{n-1} e^{-nx} dx$$

Calcul de ϵ^-

Considérons la fonction $p'(x, n)$ égale à $p(x, n)$ pour $x \leq 1$, et symétrique par rapport à 1 (c'est à dire telle que $p'(x, n) = p'(2-x, n)$ avec $0 \leq x \leq 2$). Cette loi n'est pas normalisée :

$$I_0 = \int_0^2 p'(x, n) dx \neq 1$$

mais sa moyenne est égale à 1. Sa variance vaut :

$$(\epsilon^-)^2 = \text{Var}_{\text{inf}} = \frac{\int_0^2 x^2 p'(x, n) dx}{\int_0^2 p'(x, n) dx} = \frac{I_2}{I_0}$$

Il vient, tout calcul fait :

$$(\epsilon^-)^2 = \text{Var}_{\text{inf}} = \frac{1}{N} \frac{1 - \sum_{i=0}^N e^{-N} \frac{N^{N-i}}{(N-i)!}}{1 - \sum_{i=1}^N e^{-N} \frac{N^{N-i}}{(N-i)!}}$$

Calcul de ϵ^+

En définissant de même la fonction $p''(x, n)$ égale à $p(x, n)$ pour $x > 1$ et symétrique par rapport à 1, il vient :

$$(\epsilon^+)^2 = \text{Var}_{\text{sup}} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 p''(x, N) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} p''(x, N) dx}$$

$$= \frac{1}{N} \frac{\sum_{i=0}^N e^{-N} \frac{N^{N-i}}{(N-i)!}}{\sum_{i=1}^N e^{-N} \frac{N^{N-i}}{(N-i)!}}$$

Les valeurs de ϵ^- et ϵ^+ sont représentées sur la figure VIII.1 en fonction de N, ainsi que la variance normalisée de la loi en χ^2 , soit $2/\nu$.

ANNEXE IX

EVALUATION DE L'INFLUENCE DE LA PERTE DE PETITS NIVEAUX SUR $\Sigma g \Gamma_n^1$

Nous allons évaluer l'effet sur $\Sigma g \Gamma_n^1$ de la perte de tous les niveaux ayant une largeur $g \Gamma_n^1$ inférieure à une certaine valeur S , et en supposant que tous les autres sont détectés ; nous appellerons P la proportion des niveaux perdus. La distribution de $g \Gamma_n^1$ est donnée par la loi en χ^2 à 1 degré de liberté :

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{x}} e^{-\frac{x}{2}} \quad (1)$$

avec $x = g \Gamma_n^1 / \langle g \Gamma_n^1 \rangle$. Nous ne considérerons que le cas où x est petit. On peut alors écrire :

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{x}} \left(1 - \frac{x}{2}\right) \quad (2)$$

Le nombre de niveaux compris entre 0 et $s = S / \langle g \Gamma_n^1 \rangle$ est

$$P(s) = \int_0^s p(x) dx = \sqrt{\frac{2s}{\pi}} \left(1 - \frac{s}{6}\right) \quad (3)$$

et la contribution à $\Sigma g \Gamma_n^1$ correspondante vaudra :

$$P(s)^{(2)} = \int_0^s x p(x) dx = \sqrt{\frac{2s}{\pi}} \frac{s}{3} \left(1 - \frac{3s}{10}\right) \quad (4)$$

Il est possible d'évaluer P , pourcentage de niveaux perdus, d'après la distribution de $g \Gamma_n^1$; la contribution relative de ces niveaux à $\Sigma g \Gamma_n^1$ sera donnée par $P^{(2)}$. Une bonne approximation de $P^{(2)}$ est :

$$P^{(2)} = \frac{\pi}{6} P^3 \left(1 + \frac{P^2}{10}\right) \quad (5)$$

Cette approximation revient à négliger les termes correctifs en P^4 . Pour $P = 0,415$ correspondant à $x = 0,3$, la formule approchée donne $P^{(2)} = 0,03955$ alors qu'un calcul plus exact donne $P^{(2)} = 0,0398$.

L'équation permet de relier simplement la perte relative sur $\Sigma g \Gamma_n^1$, soit $P^{(2)}$, au nombre relatif de niveaux perdus - soit P - mais en supposant que cette perte est franche : les niveaux ayant $g \Gamma_n^1 < S$ ne sont pas identifiés, ceux ayant $g \Gamma_n^1 > S$ le sont. Il n'en est malheureusement pas ainsi en pratique. Mais cette relation (5) permet d'évaluer l'ordre de grandeur de la correction.

REFERENCES CHAPITRE I

- [I.1] G. BREIT et E. P. WIGNER - Phys. Rev. 49, 519 (1936)
- [I.2] H. A. BETHE - Rev. Modern Phys. 9, 69 (1937)
- [I.3] P. L. KAPUR et R. E. PEIERLS - Proc. Roy. Sc. A 166, 277 (1938)
- [I.4] E. P. WIGNER et L. EISENBUD - Phys. Rev. 72, 29 (1947)
- [I.5] A. M. LANE et R. G. THOMAS - Rev. Modern Physics, 30, 257 (1958)
- [I.6] A. F. J. SIEGERT - Phys. Rev. 56, 750 (1939)
- [I.7] J. HUMBLET - Thèse - Mém. Soc. Roy. Sc. de Liège (8ème) 12, 4 (1952)
- [I.8] Série d'articles dans Nuclear Physics, notamment I. J. HUMBLET et L. ROSENFELD
Nucl. Phys. 26, 529 (1961)
- [I.9] M. S. MOORE et C. W. REICH - Phys. Rev. 111, 929 (1958) - 118, 718 (1960)
- [I.10] E. VOGT - Phys. Rev. 112, 203 (1958)
- [I.11] C. A. PRESKITT - O. R. N. L. TM 1180 (1965)
- [I.12] H. A. BETHE et G. PLACZEK - Phys. Rev., 51, 450 (1937)
- [I.13] J. J. SCHMIDT - K F K 120 (EANDC - E - 35 U) (1966)
- [I.14] J. MORGENSTEIN et al. - Nuclear Data for Reactors - Conf. I. A. E. A., Paris 1966 -
CN 23/65
- [I.15] A. LANE et E. LYNN - A. E. R. E - T/R 2210 (1957)

[I.16] T.J. KRIEGER et C.E. PORTER - J. Math. Phys., 4, 1272 (1963)

[I.17] E. LYNN - Proc. Phys. Soc. 82, 903 (1963)

[I.18] H. FESHBACH, C.E. PORTER et V.F. WEISSKOFF - Phys. Rev. 96, 448 (1954)

REFERENCES CHAPITRE II

- [II. 1] A. MICHAUDON - Rapport CEA-R-2552 - (Thèse) (1964)
- [II. 2] J. JULIEN et al. BIST - 60 - (1962)
- [II. 3] G. C. BALDWIN et al - Phys. Rev. 104, 1652 (1956)
- [II. 4] M. J. POOLE et E. R. WIBLIN - Conférence Internationale sur l'utilisation pacifique de l'énergie atomique - Genève 1958 - 14, 266
- [II. 5] W. C. BARBER et W. D. GEORGE - Phys. Rev. 116-1551 (1959)
- [II. 6] J. RUSSEL - (General Atomic) Communication privée
- [II. 7] D. N. SOUTHAN et J. D. KING - Saskatchewan Accelerator Laboratory - Rapport n° 1 (rapport interne non publié)
- [II. 8] P. RIBON et A. MICHAUDON - Proceedings of the symposium on neutron time of flight methods - Saclay, 24-27 juillet 1961, p. 357
- [II. 9] A. MICHAUDON - Reactor Science and Technology, 17, 165 (1963)
- [II. 10] P. RIBON et A. MICHAUDON - Rapport CEA-R 2804
- [II. 11] P. RIBON et al. - Conf. I. A. E. A. sur les données nucléaires pour les réacteurs - Paris 1966 - CN 23/71
- [II. 12] J. THENARD - Conf. I. A. E. A. sur Electronique Nucléaire. Vienne 1962 - p. 101
- [II. 13] J. THENARD et G. VICTOR - Conf. E. N. E. A. sur Electronique Nucléaire, Paris 1963, p. 333
- [II. 14] P. DURAND et P. GIRAUD - Conf. E. N. E. A. sur Electronique Nucléaire, Paris 1963, p. 643

- [II. 15] P. DURAND et al. - Conf. E.N.E.A. sur Electronique Nucléaire. Paris 1963, p. 651
- [II. 16] B. CAUVIN et al. B.I.S.T. 120 (11- 1967)
- [II. 17] W.E. LAMB - Phys. Rev. 55, Janvier 1939
- [II. 18] C.L.M. LE PIPEC - Thèse de 3ème cycle. Lyon, 1962
- [II. 19] H.E. JACKSON et E. LYNN - Phys. Rev. 127, 461 (1962)
- [II. 20] C. LE PIPEC et al. - C.R. Acad. Sciences, 255, 1913 (1962)
- [II. 21] A. MICHAUDON et al. - C.R. Acad. Sciences, 255, 2086 (1962)
- [II. 22] H.E. JACKSON et al. - Phys. Rev. Letters, 6, 187 (1961)
- [II. 23] C.L.M. LE PIPEC - Journal de Physique, 24, 176 (1963)
- [II. 24] American Institute of Physics Handbook Edition 1963 - p. 4-61
aussi N.M. WOLCOTT - Bull. Institut Inter. du Froid - Annexe 1955, 3, p. 286
- [II. 25] American Institute of Physics Handbook - Edition 1963. p. 9-41
- [II. 26] K. ANDRES et M.A. JENSEN - Phys. Rev. 165, 533 (1968)
- [II. 27] F.J. JELINEK et al. Phys. Rev. 149, 489 (1966)
- [II. 28] P. RIBON et A. MICHAUDON - Proceeding of the Symposium on neutron time of flight methods, Saclay, 24-27 Juillet 1961
- [II. 29] A. MICHAUDON - Reactor Science and Technology, 17, 165 (1963)
- [II. 30] P. RIBON et A. MICHAUDON - Rapport CEA - R 1804
- [II. 31] H.J. GROENEVOLD et GROENDIJK - Physica, 13, 141 (1947)
- [II. 32] R.E. MARSHAK - Rev. Mod. Phys., 19, 135 (1947)
- [II. 33] L.J. RAINWATER et al. - Rev. Sci. Instr. 231, 480 (1960)
- [II. 34] C. LE RIGOLEUR et al. - International Conférence on the study of nuclear Structure with neutrons, Anvers 1965 - Communication n° 167

- [II.35] C. LE RIGOLEUR et al. Journal of Nuclear Energy - Parts A and B - 20, 67 (1966)
- [II.36] R. C. BLOCK et al. Conf. I. A. E. A. sur données nucléaires pour réacteurs 1966 -
Communication 126
- [II.37] J. JULIEN - Rapport CEA - R 3385 (Thèse) 1968
- [II.38] F. GUILLOT - Communication privée
- [II.39] R. SOLAL - Rapport D C E 196

REFERENCES CHAPITRE III

- [III. 1] E. MELKONIAN et G.K. MEHTA - Conf. I.A.E.A. sur Physique et Chimie de la Fission - Vienne 1965, II, 355
- [III. 2] A. MICHAUDON et al. - Nucl. Phys. 69 (1965), 573
- [III. 3] C. COCEVA et al. - Phys. Lett. 16, 159 (1965)
- [III. 4] M. ASGHAR et D. PAYA - Communication privée
- [III. 5] L.M. BOLLINGER et al. - Congrès Int. Phys. Nucl., Paris 1964, II, 673
- [III. 6] H. BEIL - (Thèse) Rapport CEA R 2329 (1964)
- [III. 7] L. PASSELL et al. Phys. Rev. 135 (1964), A 1767
H. POSTNA et al. - Physica 30 (1964), 713
G. BUMHART et al. - Phys. Rev. 137 (1965), B 1484
- [III. 8] F.J. SHORE et al. - Phys. Rev. 138 (1965), B 1361
L. PASSELL et al. - Phys. Rev. 150 (1966), 146
- [III. 9] V.L. SAILOR et al. - Bul. Am. Phys. Soc. 11 (1966), 29
- [III. 10] F.L. SHAPIRO - Conf. sur "Nuclear Structure with neutrons" - Anvers 1965, 223
- [III. 11] A. STOLOVY - Phys. Rev. 134 (1964), B 68
- [III. 12] J. DABBS - Communication privée
- [III. 13] R. WAGNER et al. - Phys. Rev. 139 (1965), B 29
- [III. 14] J. DABBS et al. - Conf. I.A.E.A. sur "Physics and Chemistry of fission" Vienne 1965, I, 39

- [III. 15] J. BLATT et V. WEISSKOPF - Theoretical Nuclear Physics (1952), 535
- [III. 16] M. ASGHAR - Communication privée
- [III. 17] H. W. NEWSON - Conf. Int. sur "Nuclear Structure study with neutrons" Anvers 1965,
p. 195 (North Holland P. C.)
- [III. 18] C. A. UTTLEY - A. E. R. E. M 1272 (1963)

REFERENCES CHAPITRE IV

- [IV.1] F.D. BROOKS - Conf. E.A.N.D.C. sur "Neutron time of flight methods" - Paris 1961, 389
- [IV.2] J. GIRARD et P. RIBON - Rapport S.M.N.F. 616/68
- [IV.3] C. NEWSTEAD - Communication privée
- [IV.4] G. ROHR - Communication privée
- [IV.5] J. GIRARD - Rapport S.M.N.F. 516/67
- [IV.6] J. TROCHON - Rapport C.E.A. 3360
- [IV.7] C. COCEVA - Nucl. Inst. Met. 21, 93 (1963)
- [IV.8] R.L. AAMODT et al. - Rev. Sci. Inst. 37, 1338 (1966)
- [IV.9] H.E. JACKSON et G.E. THOMAS - Rev. Scient. Inst., 4, 36 (1965)
- [IV.10] R.B. OWEN - Nucleonics, Vol. 17, 9, 92 (1959)
- [IV.11] J. TROCHON et al. - à paraître
- [IV.12] E. LYNN - Communication privée

REFERENCES CHAPITRE V

- [V.1] P. RIBON et al, Int. Conf. on study of nuclear structure with neutrons - Anvers 1965.
Communication 165
J. TROCHON et al, C.R. Académie Sciences - 262 - 507 (1966)
- [V.2] N. J. PATTENDEN - Communication privée (voir B.N.L. 325)
- [V.3] NAI-YEN WANG et al, Zhur. Eksp. i Teoret - Fiz 45, 1743 (1963)
- [V.4] M. C. MOXON et al. - Neutron Time of flight methods, Saclay, p. 439 (1961)
- [V.5] P. RIBON et A. MICHAUDON - Journal de Phys. 24, 987 (1963)
- [V.6] J. B. GARG et al. Phys. Rev. 134, B 985 (1964)
- [V.7] L. M. BOLLINGER et al. Phys. Letters 8, 45 (1964) (voir aussi B.N.L. 325)
- [V.8] M. ASGHAR et al. Nucl. Phys. 76, 196 (1966)
- [V.9] E. HADDAD et al. Rapport GA - 6272 (1965)
- [V.10] M. MOLINARI et G. TANIEL - BIST 103 - Mai 1966
- [V.11] P. RIBON - Conf. I. A. E. A. sur Données Nucléaires pour les réacteurs-Paris 1966,
I, 119
- [V.12] BERNSTEIN et al. - Phys. Rev. 102, 823 (1956)
- [V.13] D. P. MANN et al. - Phys. Rev. 116, 1516 (1959)
- [V.14] BNL 325 - 2ème édition, supplément 1 (1960)

- [V.15] C. SAMOUR - Communication privée

- [V.16] S.F. MUGHABGHAB et al. - Bulletin Am. Phys. Soc. 9, 433 (1964)
Voir aussi : B.N.L. 325 - 2ème édition - Supplément n° 2

- [V.17] F.J. SHORE et al. - Phys.Rev. 138, B 1361 (1965)

- [V.18] A. STOLOVY - Phys. Rev. 134, B 68 (1964)

- [V.19] E.M. BOWEY et al. Nuclear Physics 5, 294 (1957)

- [V.20] R.T. CARPENTER - Rapport A.N.L. 6589 (1962)

- [V.21] F. POORTMANS et al. A.N.L. 6797 (1963)

- [V.22] H.B. MOLLER et al. - Nucl. Sci. Eng. 8, 183 (1960)

REFERENCES CHAPITRE VI

- [VI. 1] D. J. HUGHES et J. A. HARVEY - Phys. Rev. 99, 1032 (1955)
- [VI. 2] C. E. PORTER et R. G. THOMAS - Phys. Rev. 104, 483 (1956)
- [VI. 3] S. BLUMBERG et C. E. PORTER - Phys. Rev. 110, 786 (1958)
- [VI. 4] T. J. KRIEGER et C. E. PORTER - J. Math. Phys. 4, 1272 (1963)
- [VI. 5] J. BLONS et al. C.R. Acad. Sc., 262, 79 (1966)
- [VI. 6] H. DERRIEN et al. - Conferen. on Nuclear Data for reactors - Paris 1967 - p. 195
(Editeur A. I. E. A. Vienne)
- [VI. 7] J. D. GARRISON - Ann. Phys. 30, 269 (1964) aussi BNL 7402
- [VI. 8] J. JULIEN - Thèse - Paris 1967 - Rapport C.E.A. - R - 3385
- [VI. 9] A. MICHAUDON et al - Nucl. Phys. 69, 545 (1965)
- [VI. 10] C. SAMOUR et al. - Conference sur Nuclear Data for reactors, 1175 - Paris 1966
(Editeur I. A. E. A. - Vienne 1967)
- [VI. 11] E. RAE - Communication privée
- [VI. 12] M. ASGHAR et al. Nuclear Physics 76, 166 (1966)
- [VI. 13] G. BUSCHORN - Zeitschrift für Naturforschung - 17 a, 141 (1962)
- [VI. 14] L. V. GROSHEV et al. Izvest. Acad. Nauk. USSR 28 (1964)
Traduction anglaise 28 - 1021

- [VI. 15] L. B. HUGHES et al. - Can. J. of Physics - 44, 2041 (1966)
- [VI. 16] A. G. DA SILVA et al. - Bull. Am. Phys. Soc. 7, 83 (1962)
- [VI. 17] A. S. MELIORANSKII et al. - Izvest. Acad. Nauk. USSR, 28 (1964)
Traduction anglaise 28-1012
- [VI. 18] J. D. GARRISON - Ann. Phys. 30, 269 (1964)
- [VI. 19] V. L. SAILOR - Phys. Rev. 91, 53 (1953)
- [VI. 20] E. LYNN - International Centre for theoretical Physics - Trieste - Course on nuclear physics, Décembre 1966
- [VI. 21] E. P. WIGNER - Conference on neutron Physics by time of flight - Gatlinburg, 1956 - Rapport O. R. N. L. 2309 (1957)
- [VI. 22] C. E. PORTER et N. ROSENZWEIG - Annales Academiae Scientiarum Fennicae A. VI. 44 (1960)
- [VI. 23] M. L. MEHTA - Nucl. Phys. 18, 395 (1960)
- [VI. 24] M. L. MEHTA et M. GAUDIN - Nucl. Phys. 18, 420 (1960)
- [VI. 25] M. GAUDIN - Nucl. Phys. 25, 447 (1961)
- [VI. 26] F. J. DYSON - J. Math. Phys. 3, 140 (1962) - 3, 157 (1962) - 3, 166 (1962).
- [VI. 27] P. B. KAHN et C. E. PORTER - Nucl. Phys. 48, 385 (1963)
- [VI. 28] C. E. PORTER - Nucl. Phys. 40, 167 (1963)
- [VI. 29] P. B. KAHN - Nucl. Phys. 41, 159 (1963)
- [VI. 30] C. E. PORTER - Rapport B. N. L. 6763 (1963)
- [VI. 31] A. LANE et E. LYNN - Nucl. Phys., 17, 563 (1960)
- [VI. 32] M. BEER et al. - Phys. Rev. Letters, 20, 340 (1968)

REFERENCES CHAPITRE VII

- [VII. 1] H. A. BETHE - Phys. Rev. 47, 747 (1935)
- [VII. 2] OSTRAFSKY, BREIT et JOHNSON - Phys. Rev. 49, 22 (1936)
- [VII. 3] FERNBACH, SERBER et TAYLOR - Phys. Rev. 75, 1352 (1949)
- [VII. 4] H. FESHBACH, C. E. PORTER et V. F. WEISSKOPF - Phys. Rev. 90-166 (1953)
96-448 (1954)
- [VII. 5] CHASE, WILETS et EDMONDS - Phys. Rev. 110, 1080 (1958)
- [VII. 6] B. BUCK et F. PEREY - Phys. Rev. Letters, 8, 444 (1962)
- [VII. 7] F. PEREY et B. BUCK - Nucl. Phys. 32, 353 (1962)
- [VII. 8] P. A. MOLDAUER - Nucl. Phys. 47, 65 (1963)
- [VII. 9] C. A. ENGELBRECHT et al. Annals of Physics, 42, 262 (1967)
- [VII. 10] H. V. MURADYAN et Y. V. ADAMCHUK - Nucl. Phys. 68, 549 (1965)
- [VII. 11] D. D. SLAVINSKAS et T. J. KENNETT - Nucl. Phys. 85, 641 (1966)
- [VII. 12] P. RIBON et A. MICHAUDON - Journal. Phys. 24, 987 (1963)
- [VII. 13] J. JULIEN et al. - Conf. I. A. E. A. "Nuclear data for neutrons" - Paris 1966, p. 205
- [VII. 14] P. RIBON et al. Int. Conf. on study of Nuclear Structure with neutrons. Anvers 1965,
165
- [VII. 15] J. MORGENSTERN - Thèse, Rapport C. E. A. 3609

- [VII. 16] G. LE POITEVIN - Int. Conf. on nuclear study with neutrons - Anvers 1965, C 82
- [VII. 17] C.A. UTTLEY - Int. Conf. on nuclear data for reactors - Paris 1966, p. 165
- [VII. 18] K.K. SETH et al. - Congrès International de Physique Nucléaire - Paris 1964, C 407
- [VII. 19] H. NEWSON - Communication privée
Voir aussi Conference on neutron cross section technology. Washington 1966, p. 562
- [VII. 20] T. FUKETA et al. - Rapport ORNL 3425
- [VII. 21] C. SHAKIN - Ann. Phys. 1, 373 (1963)
- [VII. 22] G. ROHR - Conf. I.A.E.A sur Nuclear Data for Reactors - Paris 1966, I, 205
- [VII. 23] H.A. BETHE - Rev. Modern Phys. 9, 69 (1937)
- [VII. 24] J.M.B. LANG et K.J. LE COUTEUR - Proc. Phys. Soc. A, 67, 586 (1964).
- [VII. 25] C. BLOCH - Phys. Rev. 93, 1094 (1954)
- [VII. 26] T.D. NEWTON - Can. J. Phys. 34, 804 (1956)
- [VII. 27] A.A. ROSS - Phys. Rev. 108, 720 (1957)
- [VII. 28] S.F. MUGHABGHAB et al. Rapport BNL 11483
- [VII. 29] R.E. CHRIEN et al. - Rapport BNL 11327
- [VII. 30] P.E. NEMIROVSKY et al. Nucl. Phys. 39, 551 (1962)
- [VII. 31] NEWTON - Can J. Phys. 34, 804 (1956)
- [VII. 32] F.J. DYSON et M. L. MEHTA - J. Math. Phys., 4, 701 (1963)
- [VII. 33] J.A. HARVEY - Conf. "Neutron time of flight methods" Saclay 1961 - Editeur EURATOM p. 23
- [VII. 34] J.M. BLATT et V.F. WEISSKOPF - Theoretical Nuclear Physics - John WILEY and sons, New York 1952

- [VII. 35] A. G. W. CAMERON "Proc. Inter. Conf. on Neutron Interaction with Nuclei" Columbia University - rapport TID 7547 (1957)
aussi A. G. W. CAMERON - Canad. J. Physics 37 - 322 (1959)

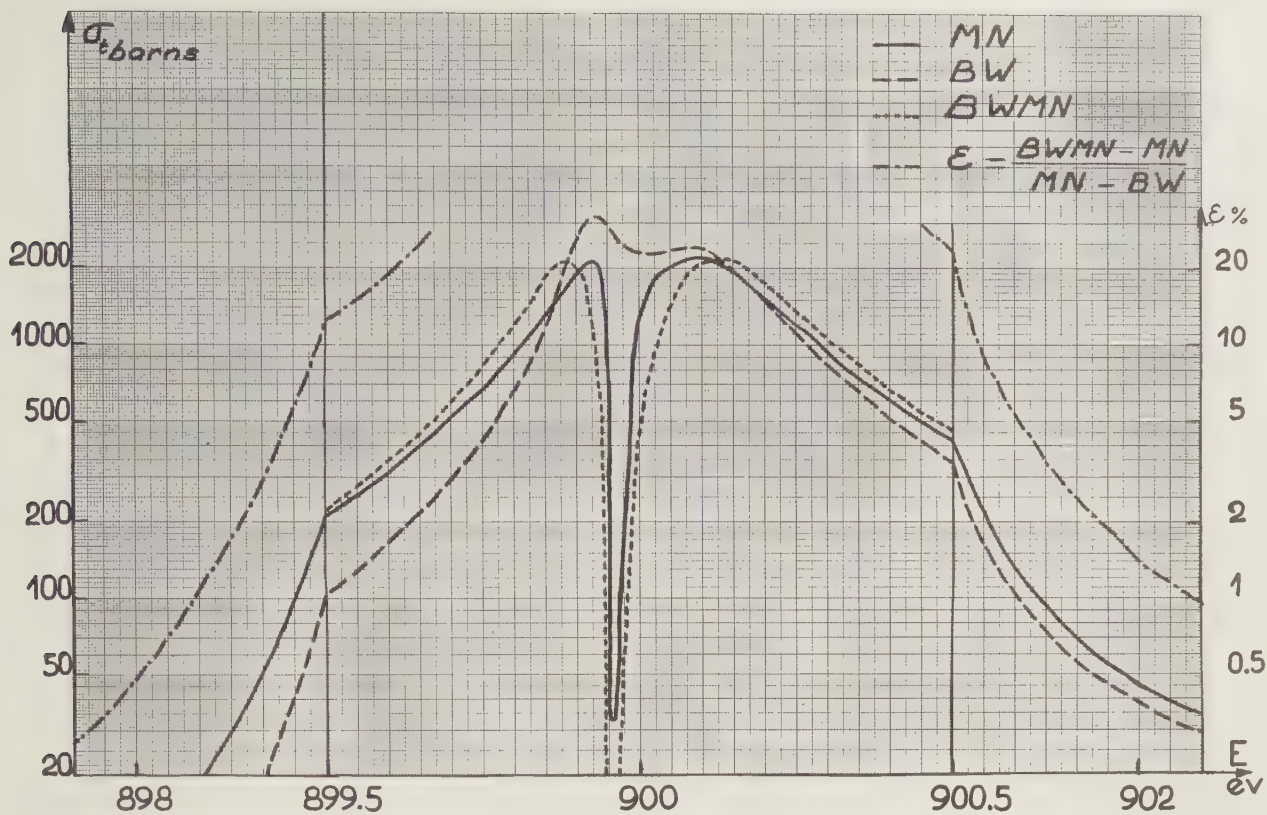


Figure I.1

Section efficace totale selon différentes approximations pour deux résonances distantes de 0,16 eV, avec

$$\Gamma_{n_1} = \Gamma_1 = 0,1 \text{ eV} ; \quad \Gamma_{n_2} = \Gamma_2 = 0,3 \text{ eV}$$

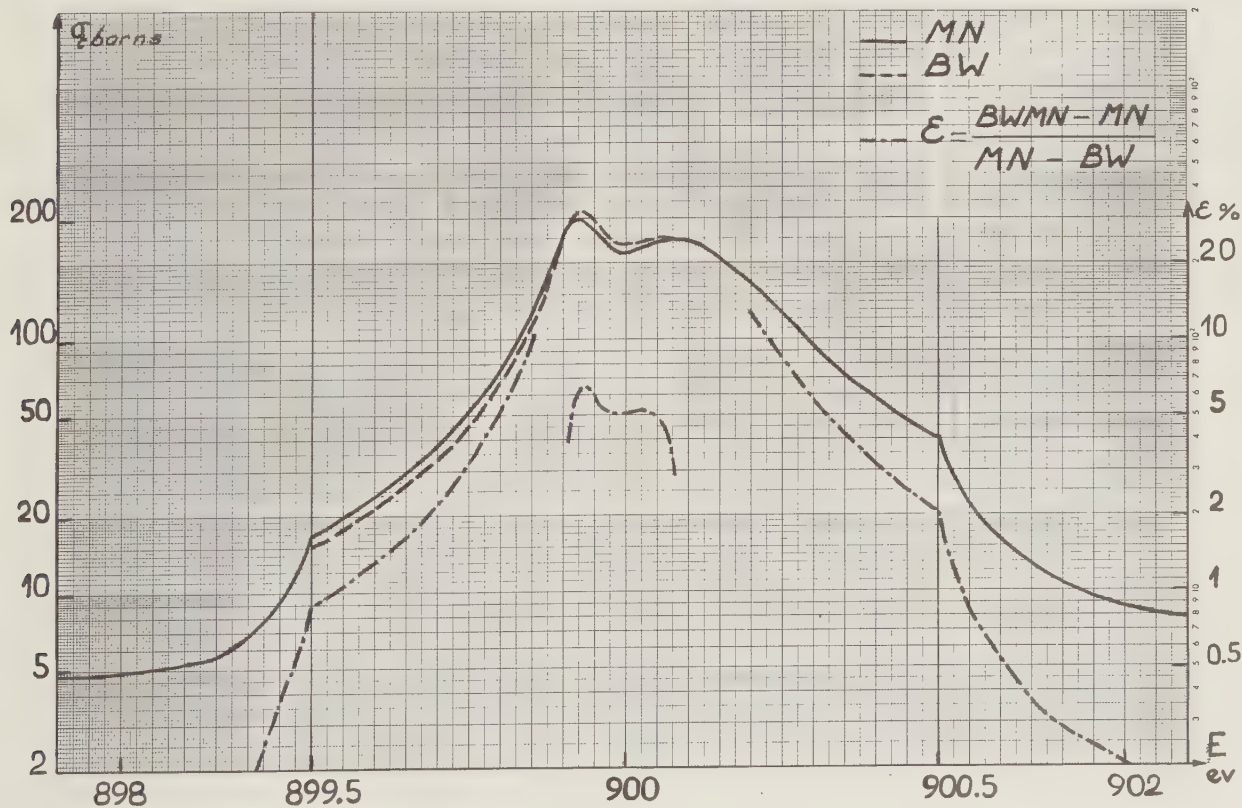


Figure I.2

Section efficace totale selon différentes approximations pour deux niveaux distants de 0,16 eV avec

$$\Gamma_1 = 0,1 \text{ eV} ; \quad \Gamma_{n_1} = 0,01 \text{ eV} ; \quad \Gamma_2 = 0,3 \text{ eV} ; \quad \Gamma_{n_2} = 0,03 \text{ eV}$$

(voir texte)

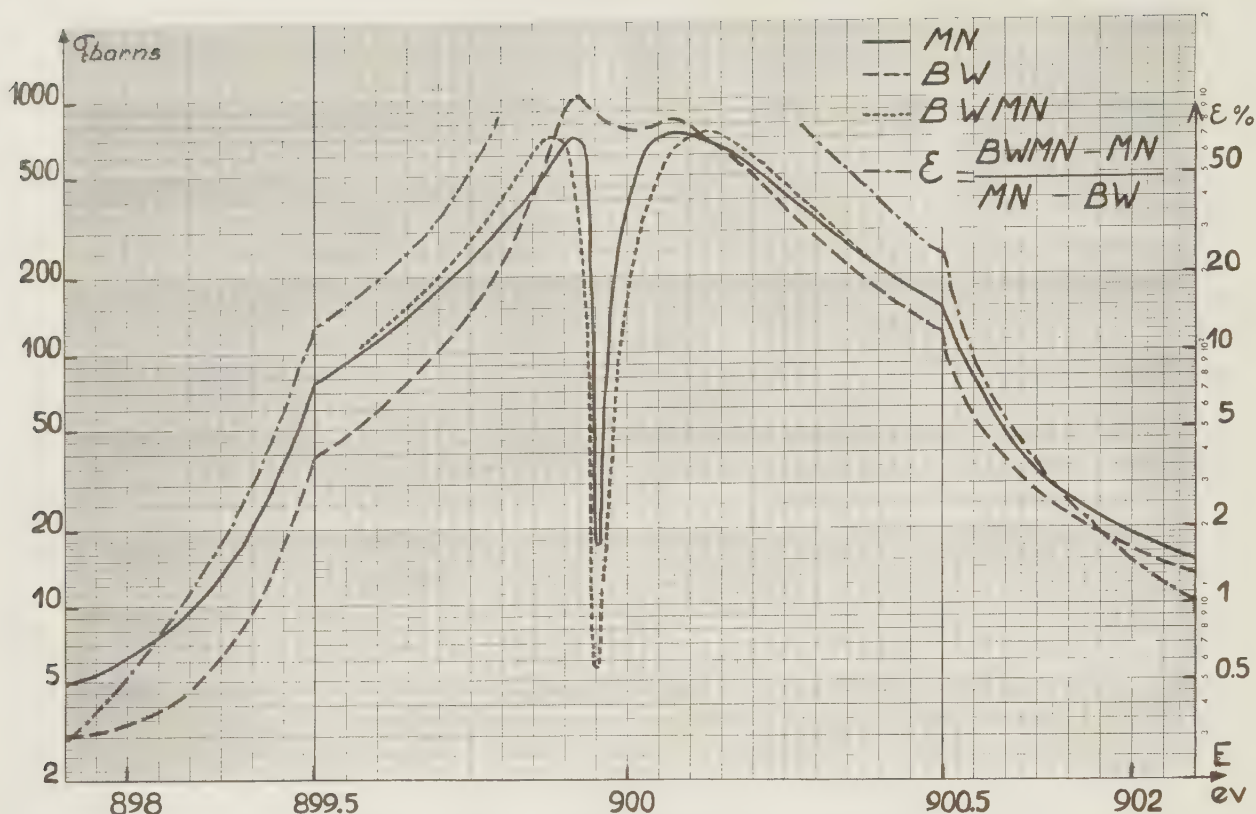


Figure I.3

Section efficace totale selon différentes approximations pour deux niveaux distants de 0,16 eV avec

$$\Gamma_1 = 0,3 \text{ eV} ; \quad \Gamma_2 = 0,3 \text{ eV}$$

en supposant l'existence de 3 largeurs partielles égales et correspondant à des amplitudes de même signe.

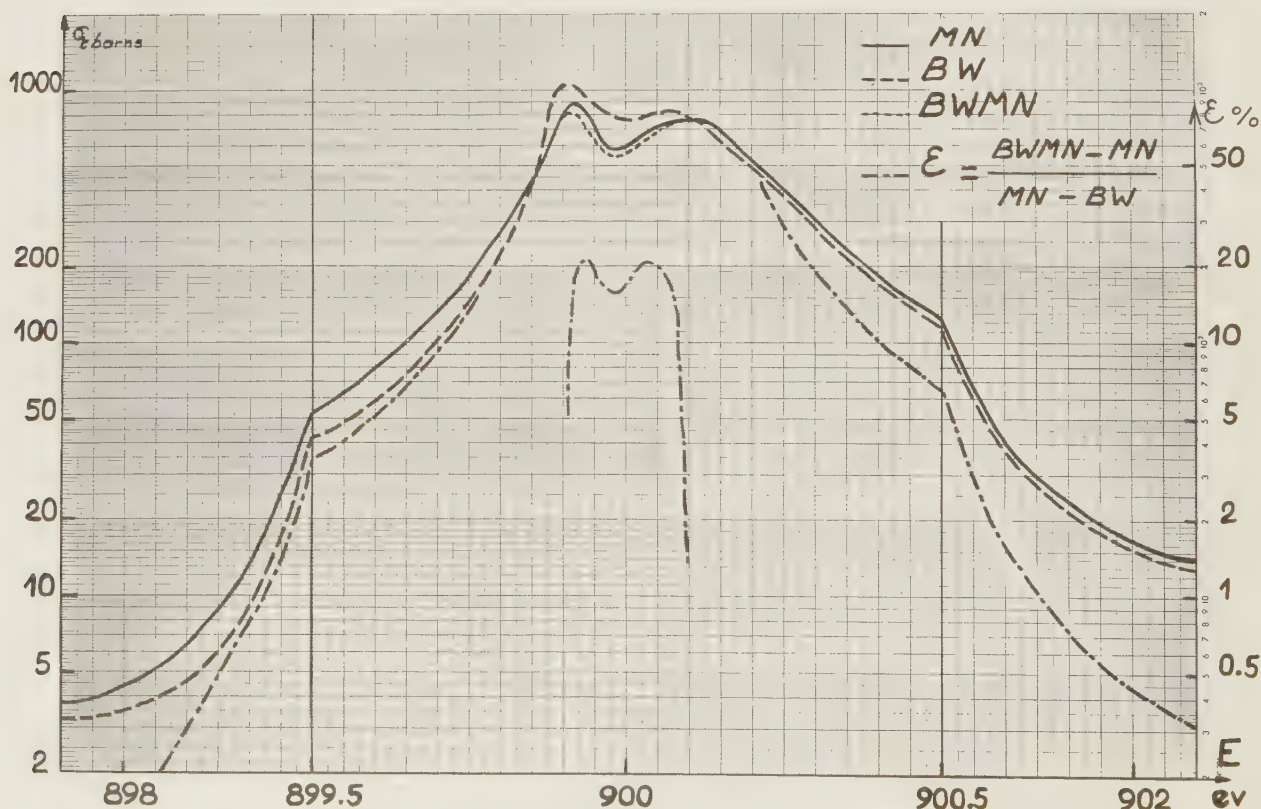


Figure I.4

Section efficace totale selon différentes approximations pour deux niveaux distants de 0,16 eV avec

$$\Gamma_1 = 0,3 \text{ eV} ; \quad \Gamma_2 = 0,3 \text{ eV}$$

en supposant l'existence de 3 largeurs partielles égales mais ne correspondant pas à des amplitudes ayant toutes le même signe.

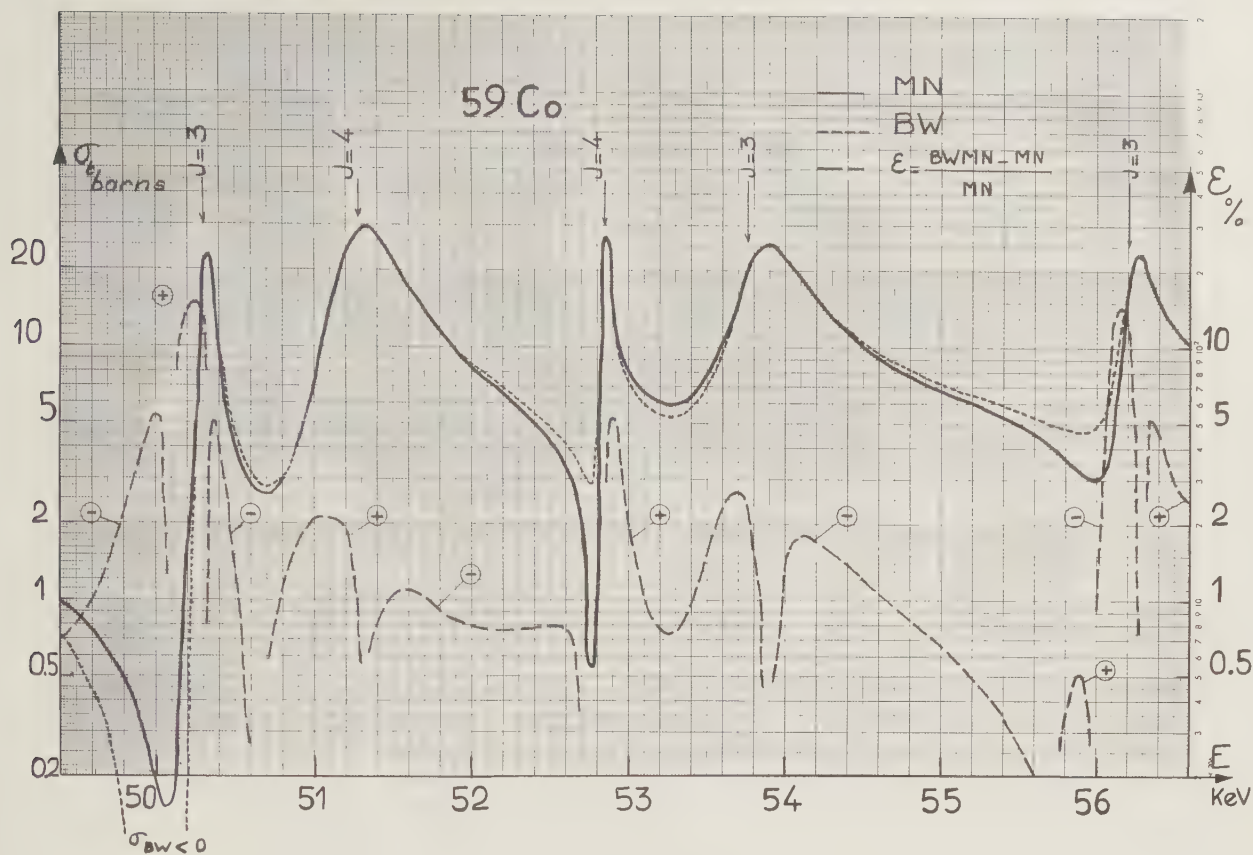


Figure I.5

Section efficace totale du ^{59}Co de 50 à 56 keV selon différentes approximations de la formule donnant la section efficace.

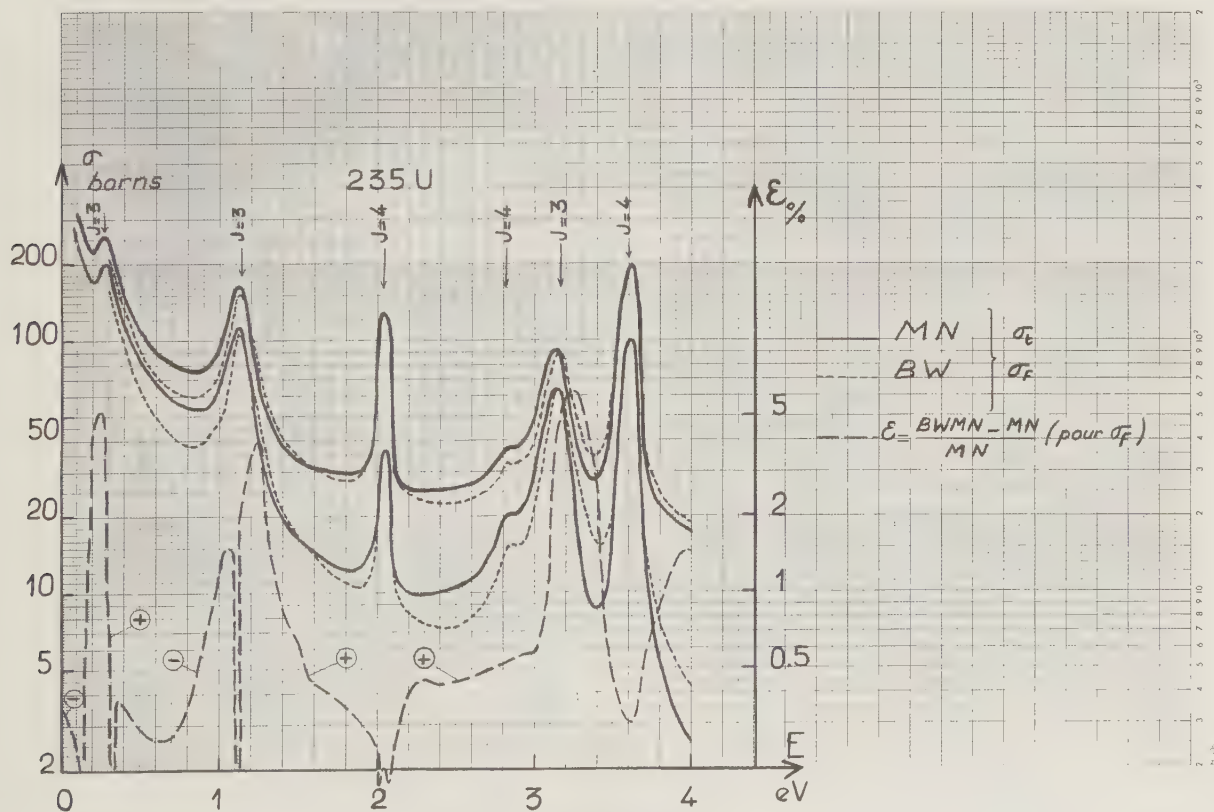


Figure I.6

Sections efficaces totales et de fission de ^{235}U en dessous de 4 eV selon différentes approximations de la formule donnant la section efficace.

ACCELERATEUR LINEAIRE D'ELECTRONS DE 45 MEV A SACLAY IMPLANTATION DES BASES DE VOL

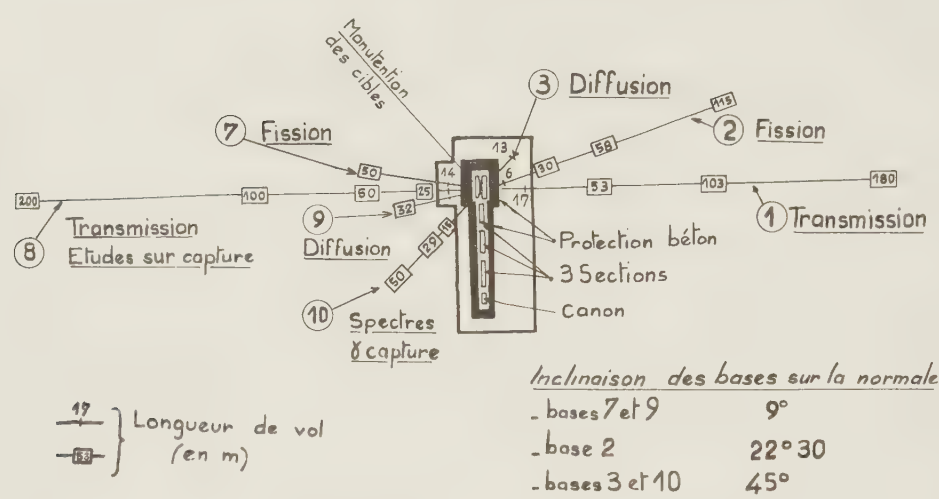


Figure II.1

Schéma de l'implantation des bases de vol auprès de l'accélérateur linéaire d'électrons de 45 MeV de Saclay. L'affectation des bases en 1967 n'est donnée ici qu'à titre indicatif car elle varie ; en particulier la base 3 ne sera plus utilisée pour des expériences de temps de vol de neutrons.

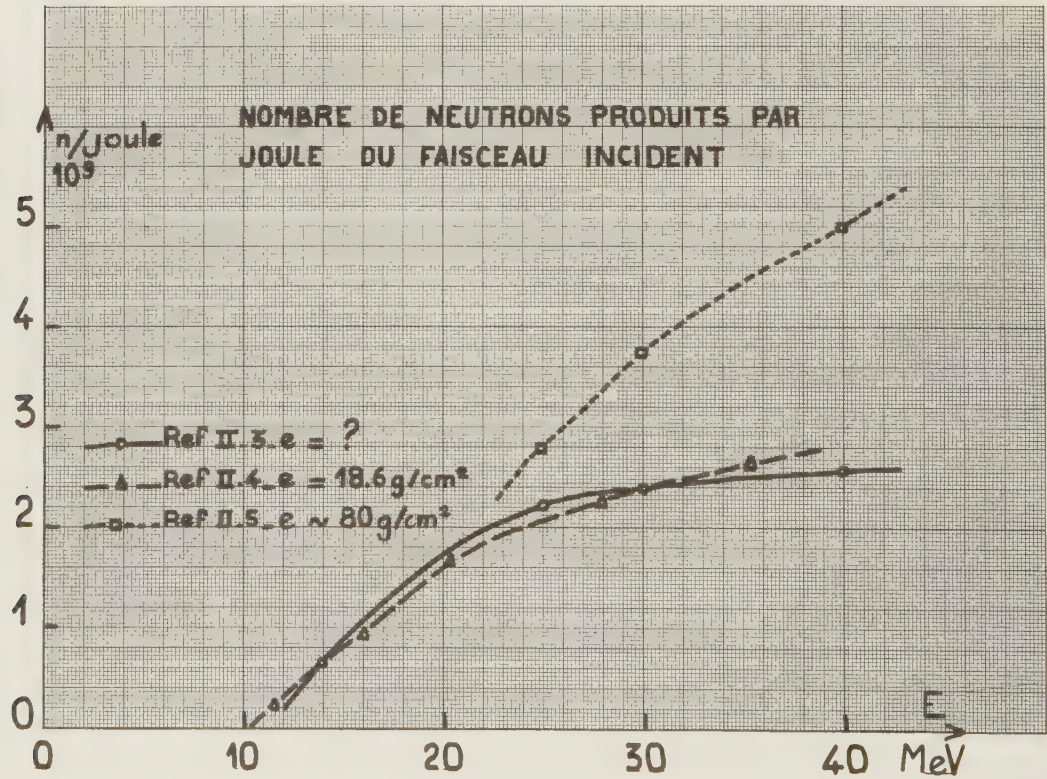


Figure II.2

Production de neutrons par joule du faisceau d'électrons incidents en fonction de l'énergie. Les résultats de Baldwin et al. ne sont pas portés car leurs mesures ne peuvent être normalisées en neutrons /joule : le rendement en neutrons par joule est constant de 35 à 80 meV pour une cible de 36 g/cm².

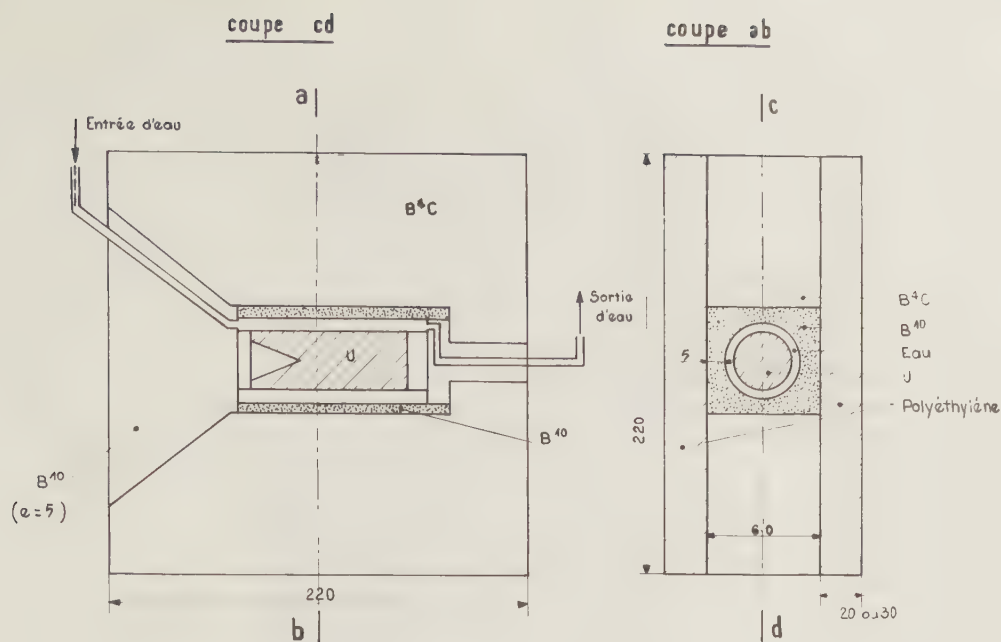


Figure II.3

Schéma de la cible d'uranium naturel utilisée, du circuit de refroidissement, des ralentisseurs et de la disposition du bore assurant le découplage entre ces ralentisseurs.

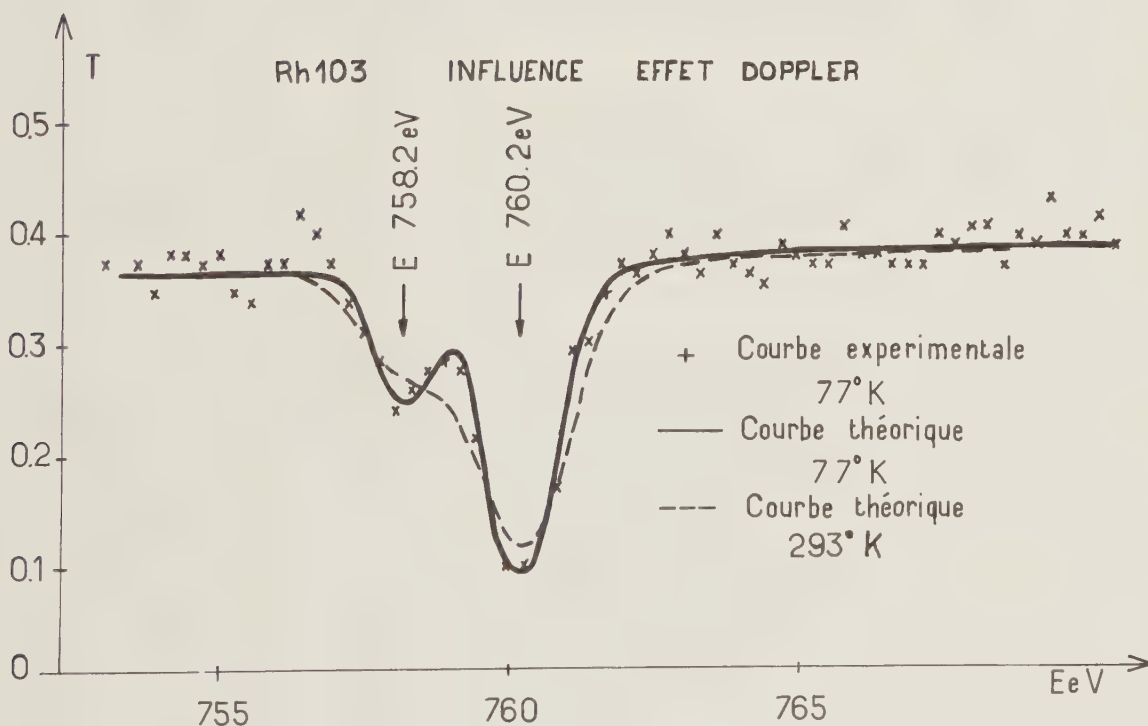


Figure II.4

Exemple de l'influence de l'agitation thermique. L'expérience fut réalisée avec une longueur de vol de 100 m - résolution $\sim 0,6$ ns/m - et analysée : la courbe en trait plein représente la meilleure analyse. Celle en pointillé est calculée avec les mêmes paramètres, sauf le coefficient d'effet Doppler : du fait des fluctuations statistiques, la résonance à 758,2 eV serait à peine discernable.

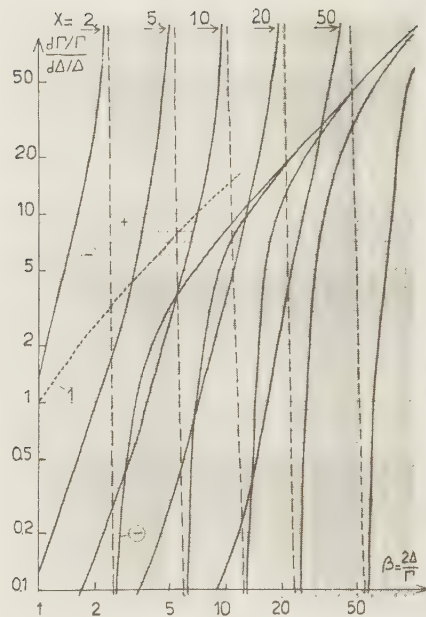


Figure II.5

Influence d'une erreur $\mathcal{E}_\Delta$ sur l'erreur sur $\mathcal{E}_\Gamma$ pour un point de la section efficace. Le centre de la résonance (E_0) et sa surface ($\sim \Gamma_n$) ou $\sim (\Gamma_n \Gamma_\alpha / \Gamma)$ sont bien définies, ainsi que σ à l'énergie E . La section efficace dépend de E , E_0 , Γ_n (ou $\Gamma_\alpha \Gamma_n / \Gamma$), Γ et Δ ; si seuls ces deux derniers paramètres sont mal définis, il est possible d'exprimer $d\Gamma$ en fonction de $d\Delta$:

$$\frac{d\Gamma/\Gamma}{d\Delta/\Delta} = f(\beta, x)$$

Cette fonction est négative sauf au voisinage de $x = \beta$ où elle présente une singularité et un zéro.

La courbe 1 en pointillé est la fonction $f'(\beta)$ déterminée par la méthode de la largeur à mi hauteur.

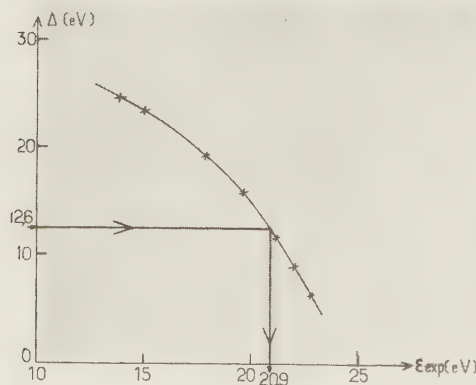
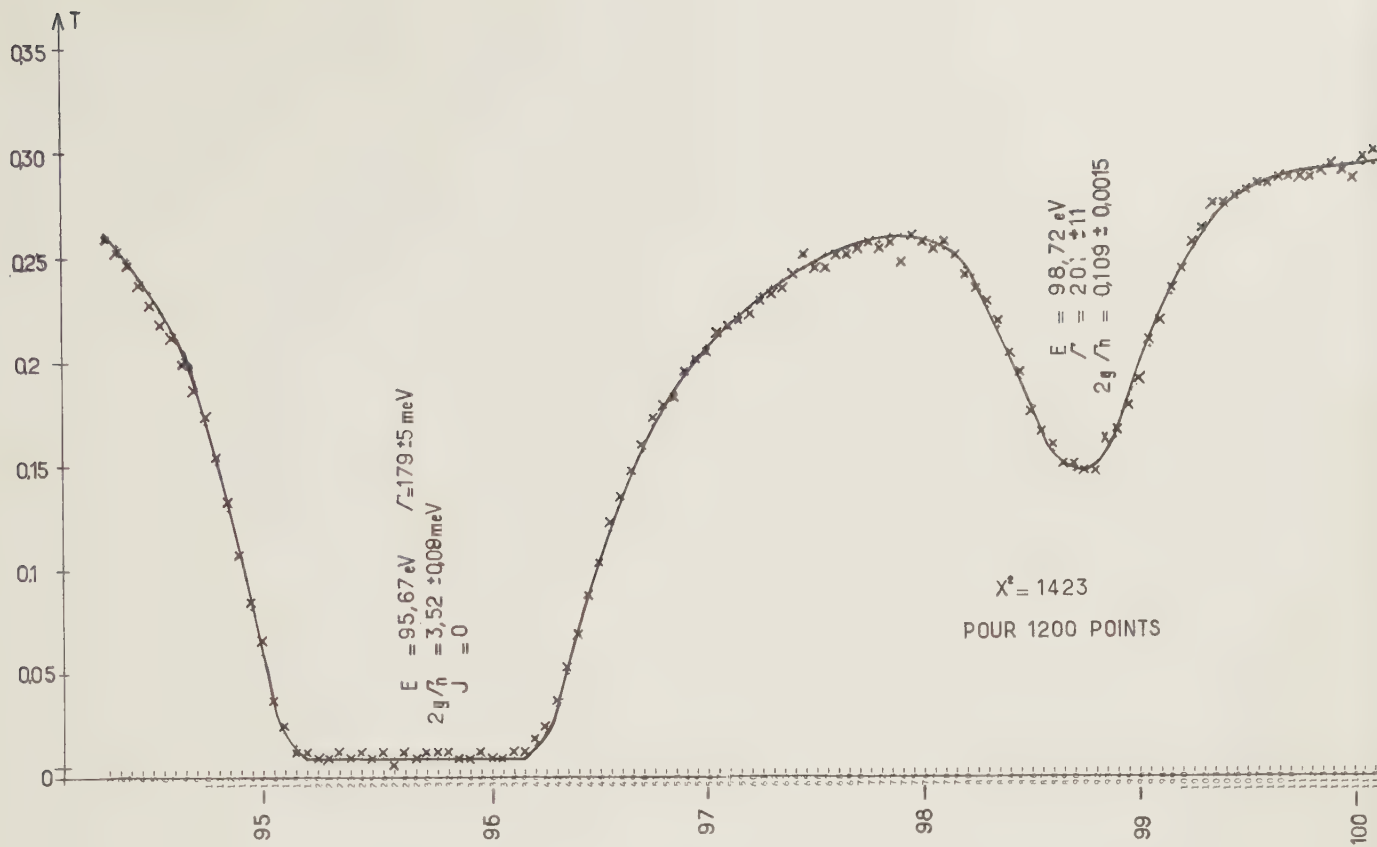
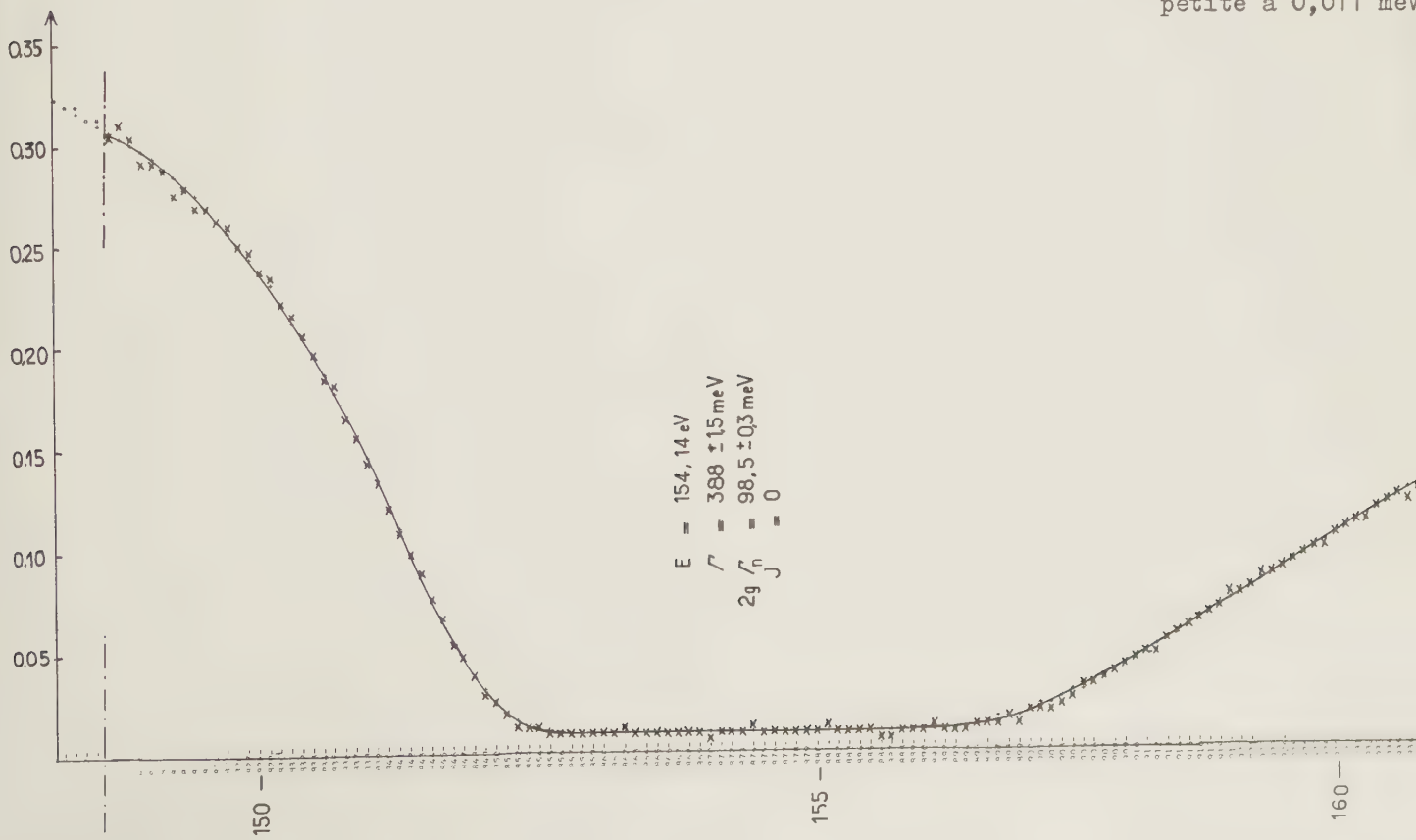


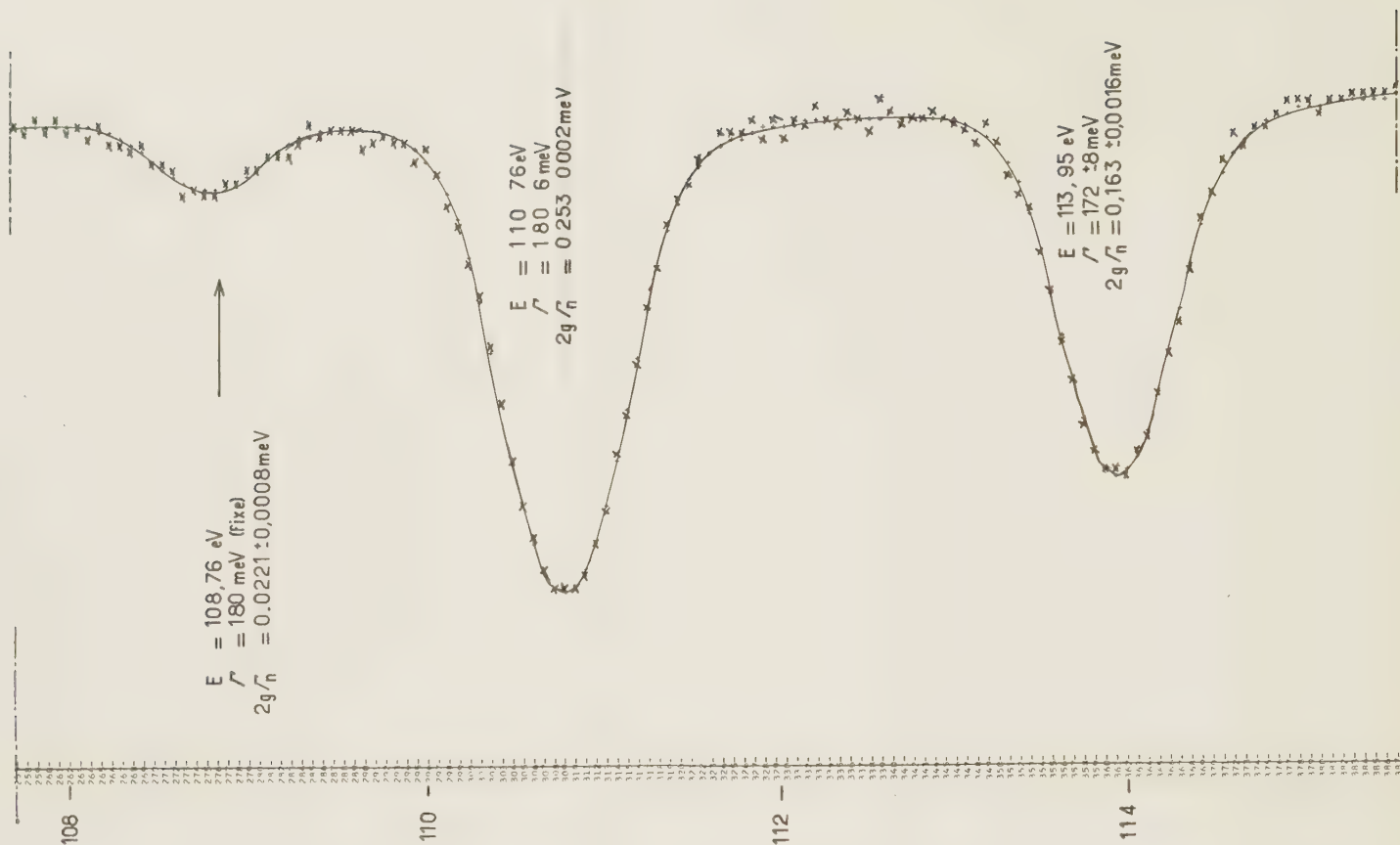
Figure II.10

Etude de la résonance à 36 keV de ^{23}Na . La courbe représente en fonction de l'écart type de la résolution expérimentale, la valeur de Δ (effet Doppler) déterminée par analyse de forme par une méthode de moindres carrés. A la valeur de Δ à température ambiante à 35 keV pour le ^{23}Na , soit 12,6 eV, correspond un écart type $\mathcal{E} = 21$ eV d'où il est possible de déduire la valeur de la dispersion des temps de ralentissement à cette énergie.

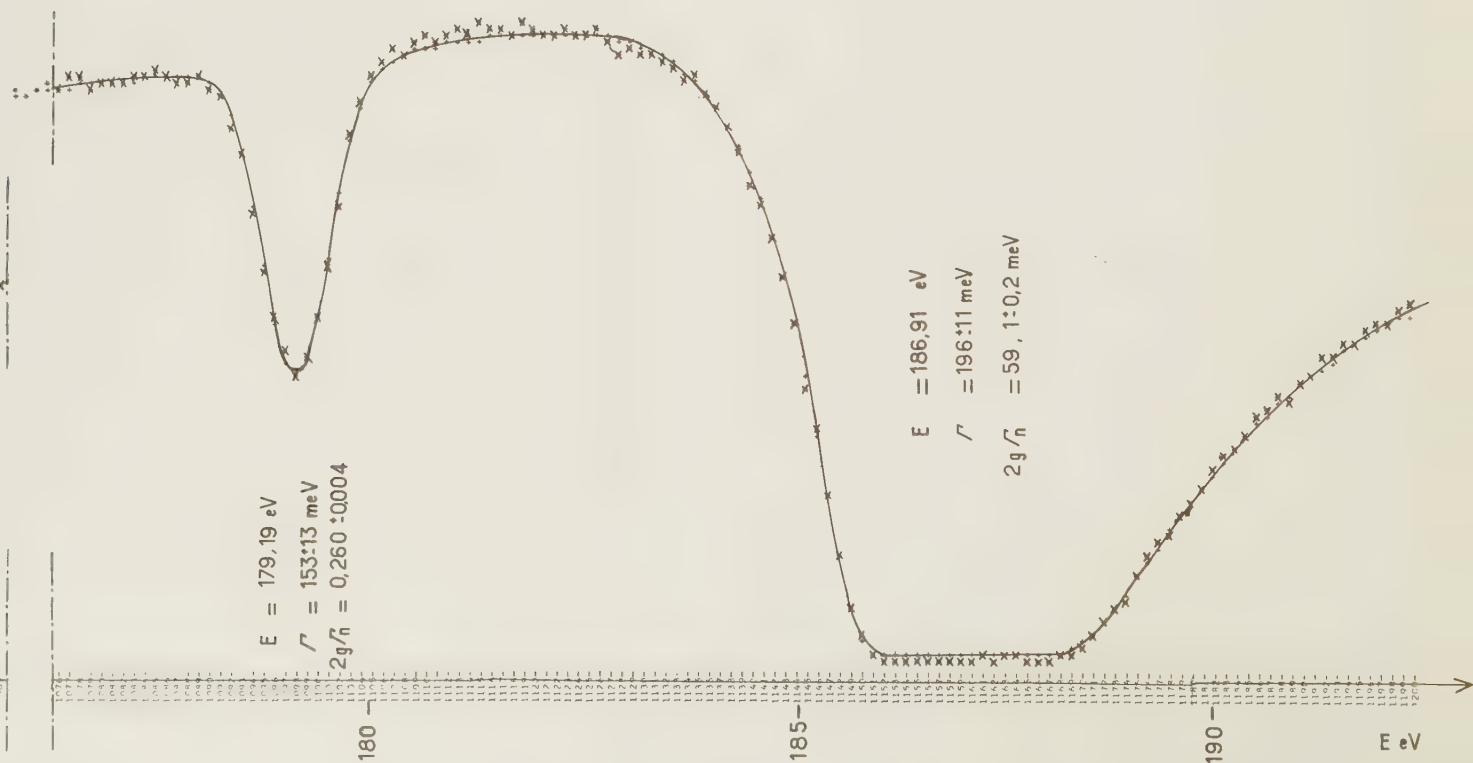


Résultat de l'analyse
 carrés d'une expérience
 et 192 eV. Le χ^2
 cul ajuste les par
 de 10 autres nivea
 plus grande valeur
 petite à 0,011 meV





Méthode de moindres
 carrés de ^{103}Rh entre 94
 et 192 points ; le cal-
 cul est fait, et tient compte
 de la diffusion élastique
 entre 94 - 192 eV. La
 résolution est de 49,2 meV, la plus
 basse de 5 000.



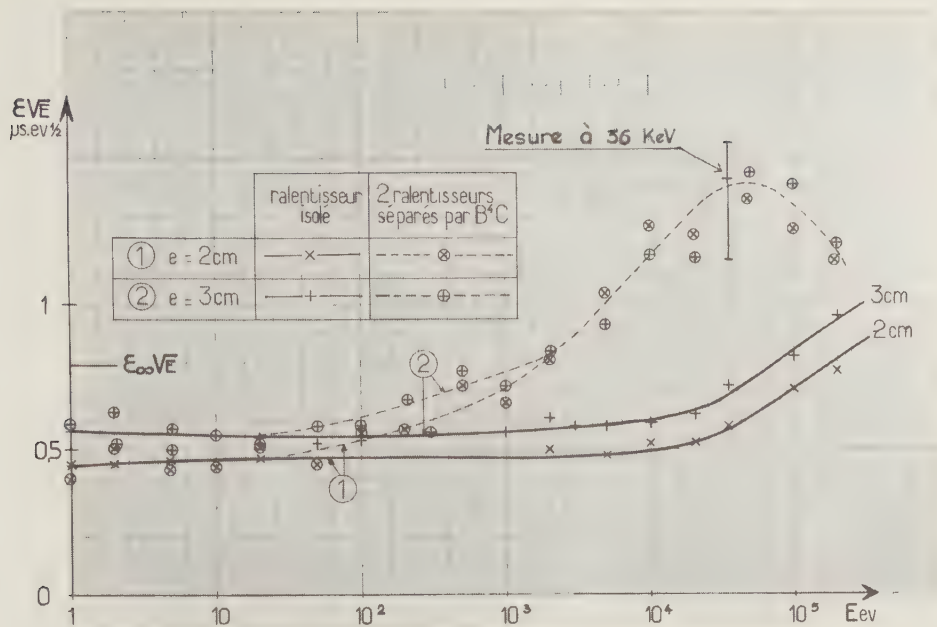


Figure II.6

Etude du ralentissement. Valeur du produit de l'écart type σ par la racine de l'énergie en fonction de E de sortie des neutrons pour des plaques de polyéthylène : isolées dans l'espace (courbes en traits pleins) ou séparées par du carbure de bore (courbes en tirets), pour des épaisseurs égales à 2 cm (courbes 1) ou à 3 cm (courbe 2). Les calculs furent effectués par une méthode de Monte Carlo. Les neutrons incidents avaient une énergie de 2 MeV. Le point expérimental à 36 keV résulte de l'analyse d'une petite résonance du ^{23}Na .

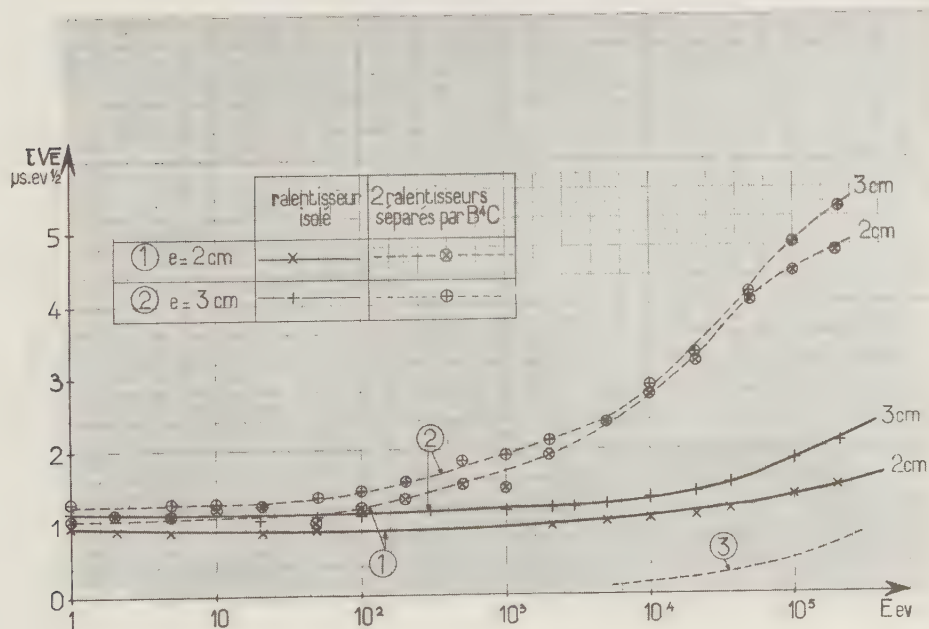


Figure II.7

Etude du ralentissement. Valeur du produit du temps moyen de sortie des neutrons du modérateur par la racine de l'énergie. Les conditions sont les mêmes que pour la figure précédente. La courbe 3 représente, rapporté à l'énergie E , le temps de parcours de 3 cm (demi épaisseur du B⁴C assurant le découplage) par les neutrons incidents de 2 meV.

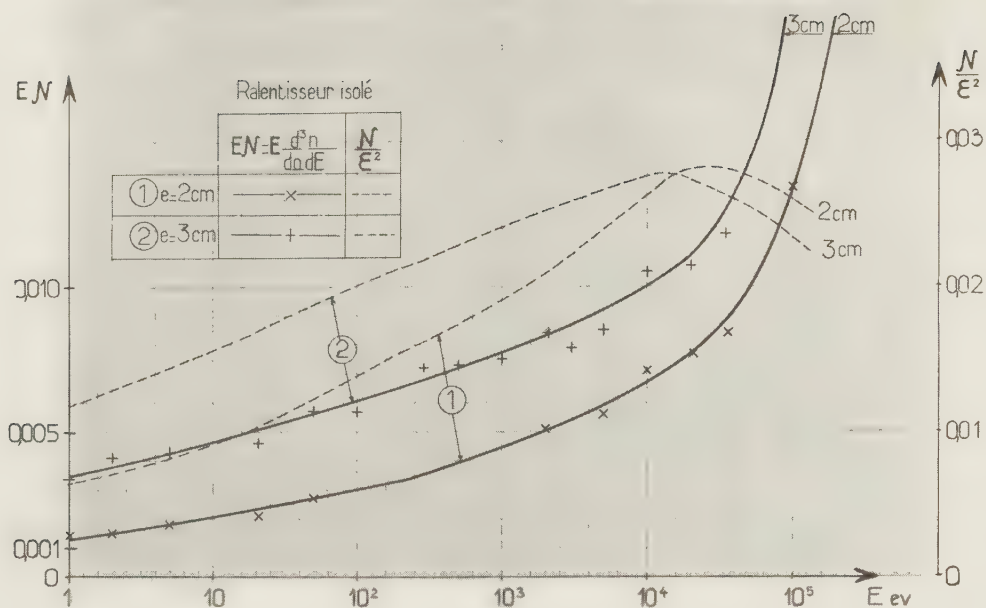


Figure II.8

Etude du ralentissement. Valeur, pour un ralentisseur isolé, du produit de

$$\mathcal{N} = \frac{d^3 n}{d\Omega dE}$$

par l'énergie E , et du facteur de qualité $\mathcal{N}/E^2$.

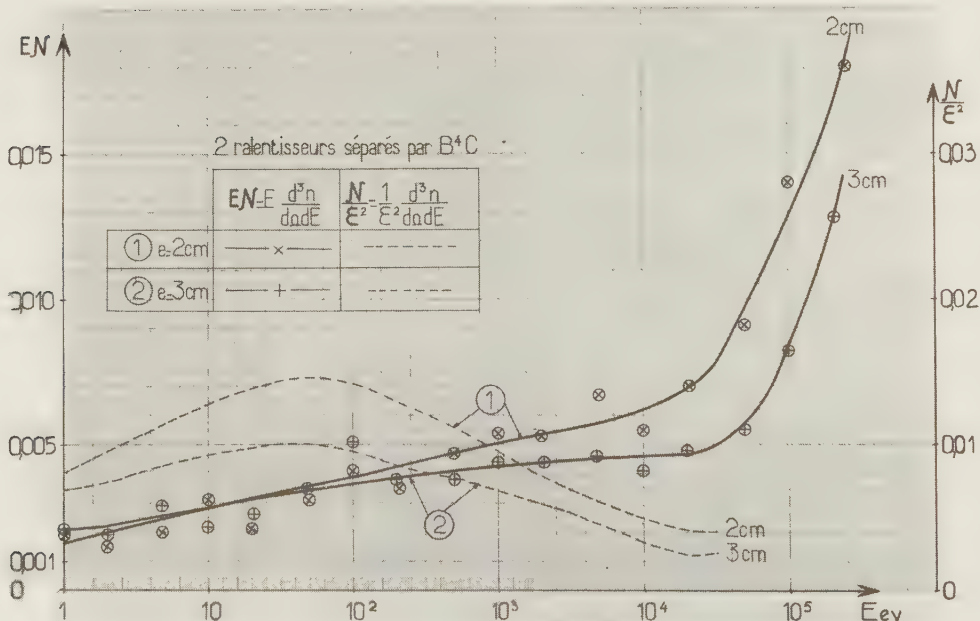


Figure II.9

Etude du ralentissement. Valeur, pour deux ralentisseurs découplés par du B⁴C, du produit de

$$\mathcal{N} = \frac{d^3 n}{d\Omega dE}$$

par l'énergie E , et du facteur de qualité $\mathcal{N}/E^2$.

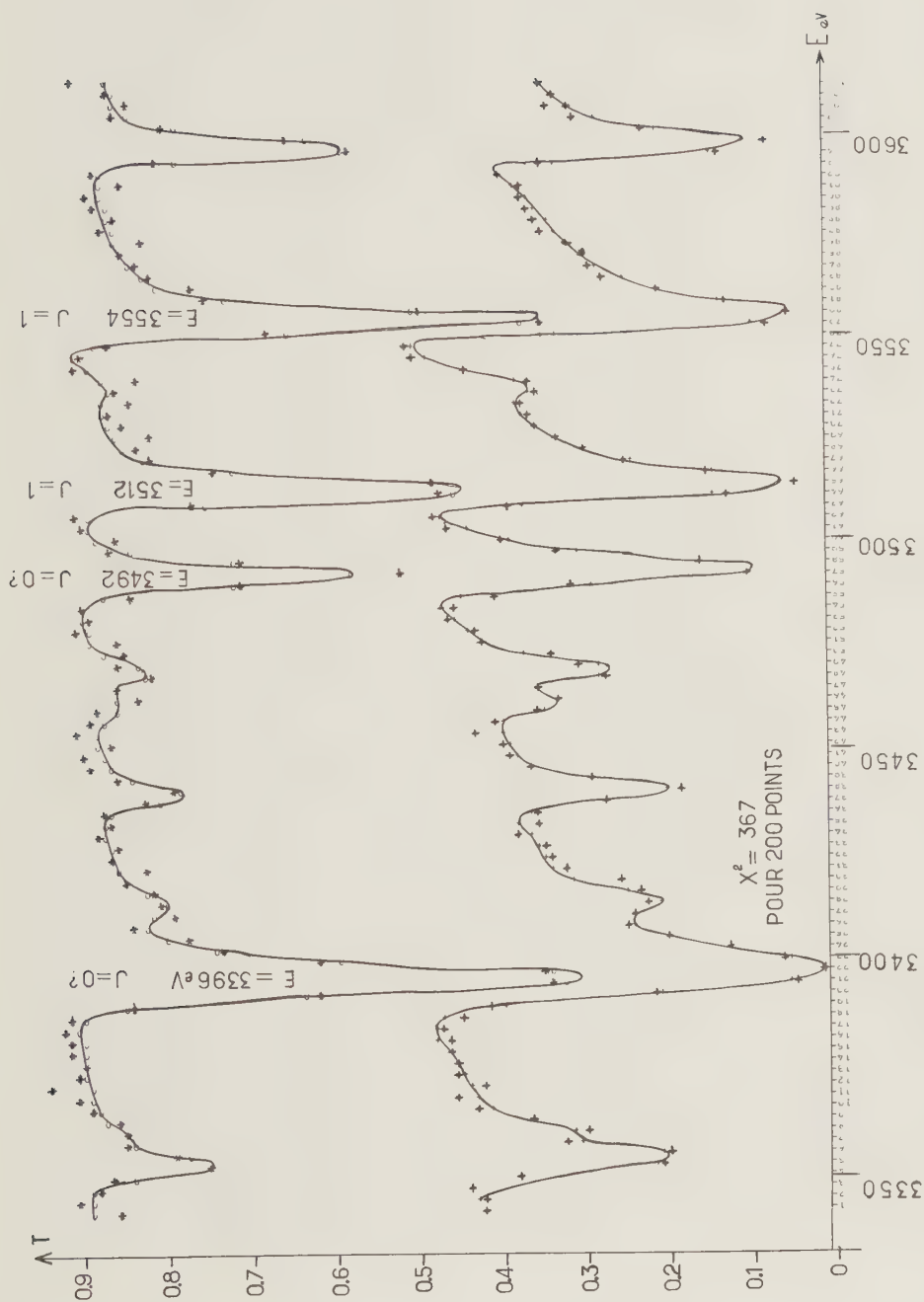


Figure II.12

Résultat de l'analyse de forme par une méthode de moindres carrés de deux expériences de transmission de ^{103}Rh ($n_1 = 0,1777$ at/b; $n_2 = 0,0243$ at/b) entre 3 340 et 3 610 eV. L'analyse tient compte de 12 niveaux dans cette zone et d'une quinzaine à l'extérieur. Le χ^2 est de 367 pour 200 points; plusieurs niveaux ne sont pas identifiés. Nous sommes en fait à la limite du domaine d'étude des résonances du rhodium.

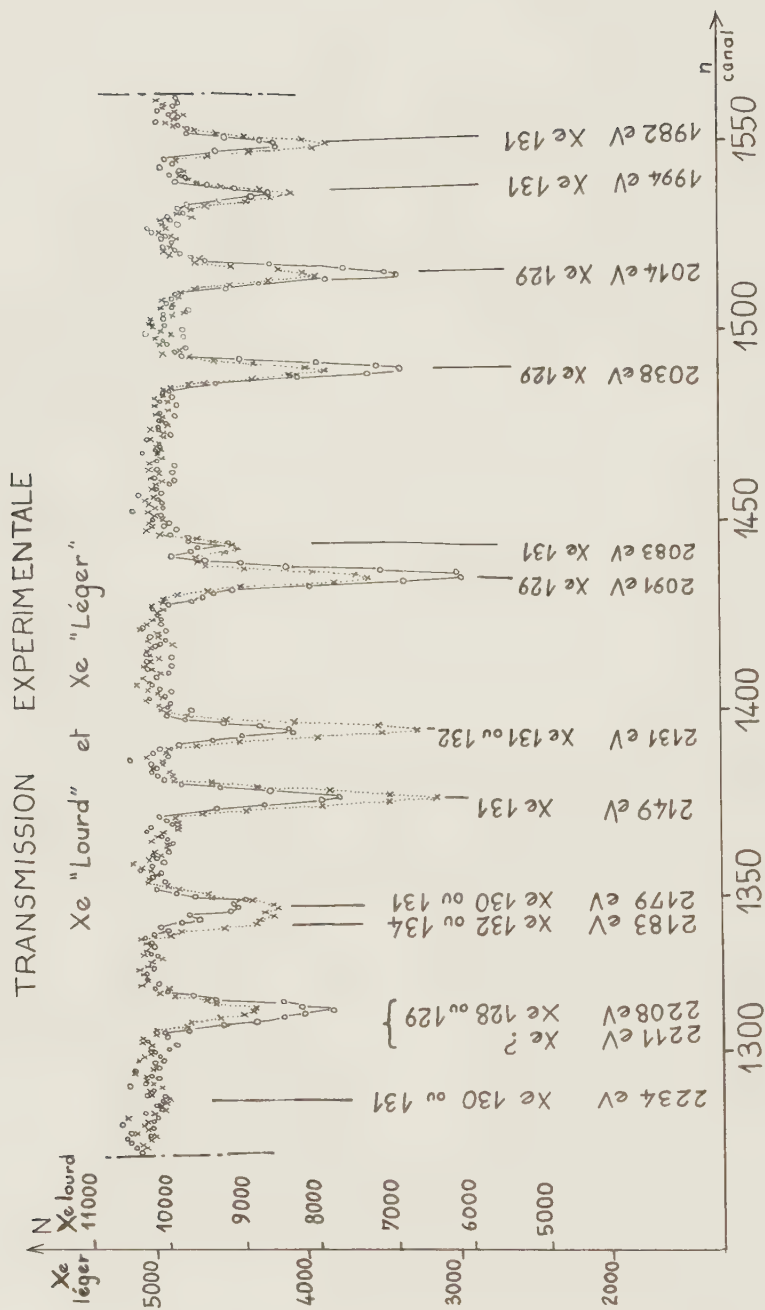


Figure III.1

Exemple de transmissions expérimentales (résultats bruts) obtenus avec deux échantillons de Xe gazeux respectivement enrichis en isotopes lourds et en isotopes légers. La longueur de vol était de 53 m, la largeur du canal de temps de vol de 20 ns, les surfaces des échantillons étant respectivement à peu près égales à 25 et 10 cm².

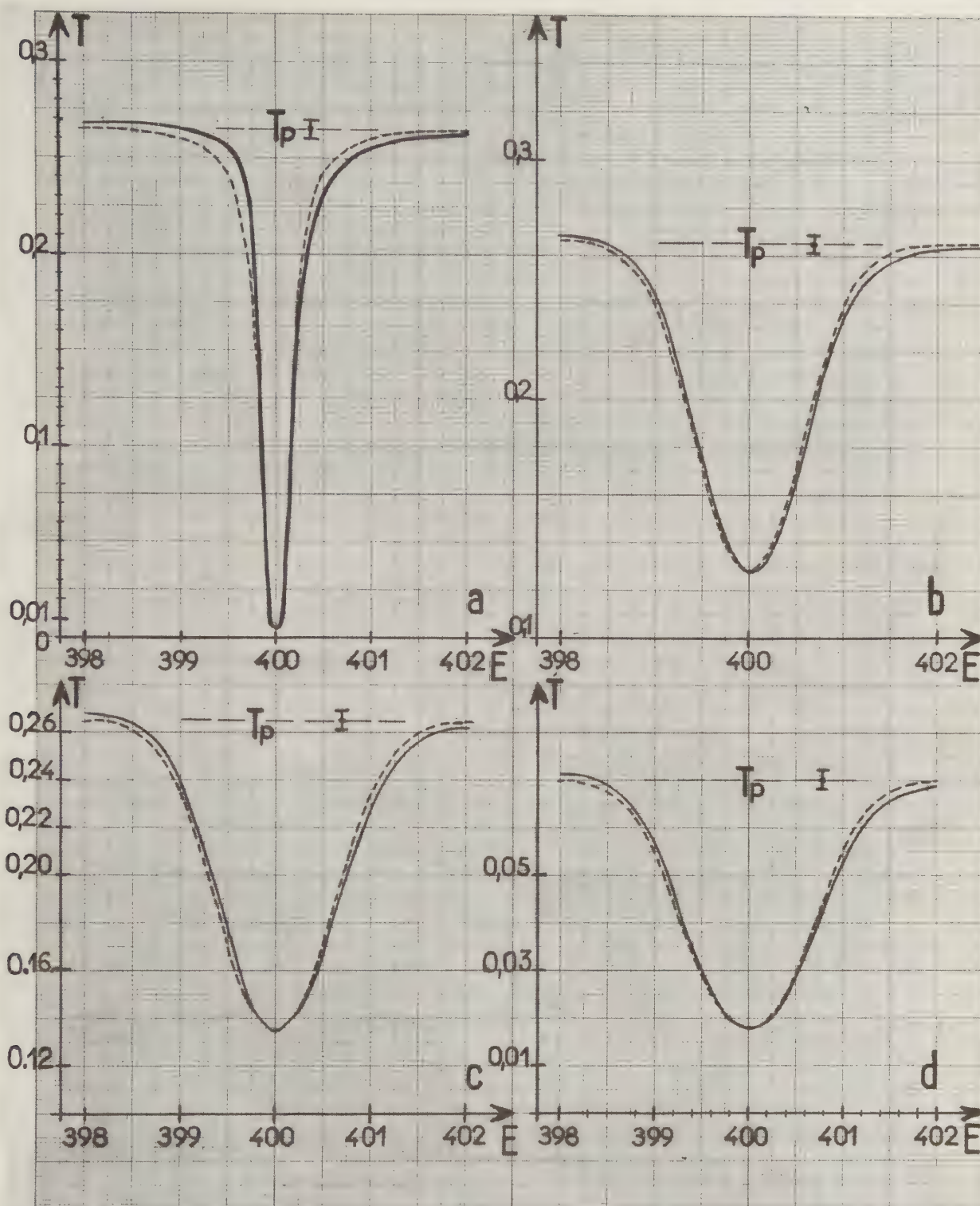


Figure III.2

Exemple de transmission théorique due à une petite résonance fictive du ^{103}Rh à 400 eV ($g \sqrt{n}^\dagger = 1,5 < g \sqrt{n}^\dagger >$) pour une épaisseur $n = 0,24$ at/barn.

- a) largeurs Doppler et de résolution nulles
- b) largeur Doppler réelle, de résolution nulle
- c) largeurs Doppler et de résolutions réelles
- d) idem c), mais avec épaisseur double.

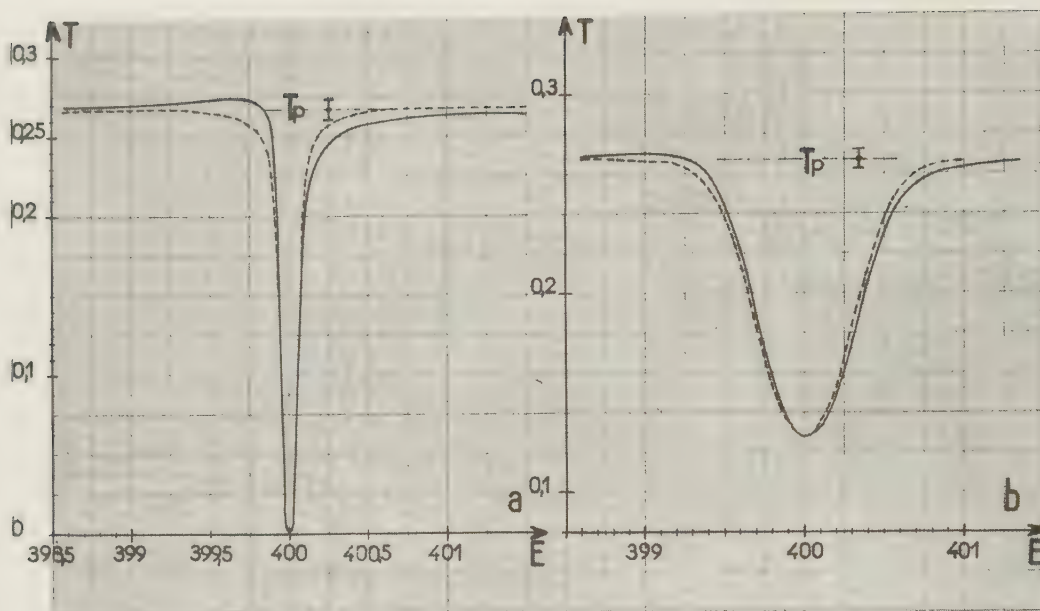


Figure III.3

Exemple de transmission théorique due à une petite résonance fictive du ^{232}Th à 400 eV ($g \sqrt{\Gamma_n^1} = 4,5 < g \sqrt{\Gamma_n^1} >$) pour une épaisseur $n = 0,12$ at/barn.

- a) largeurs Doppler et de résolution nulles
b) largeurs Doppler et de résolution réelles

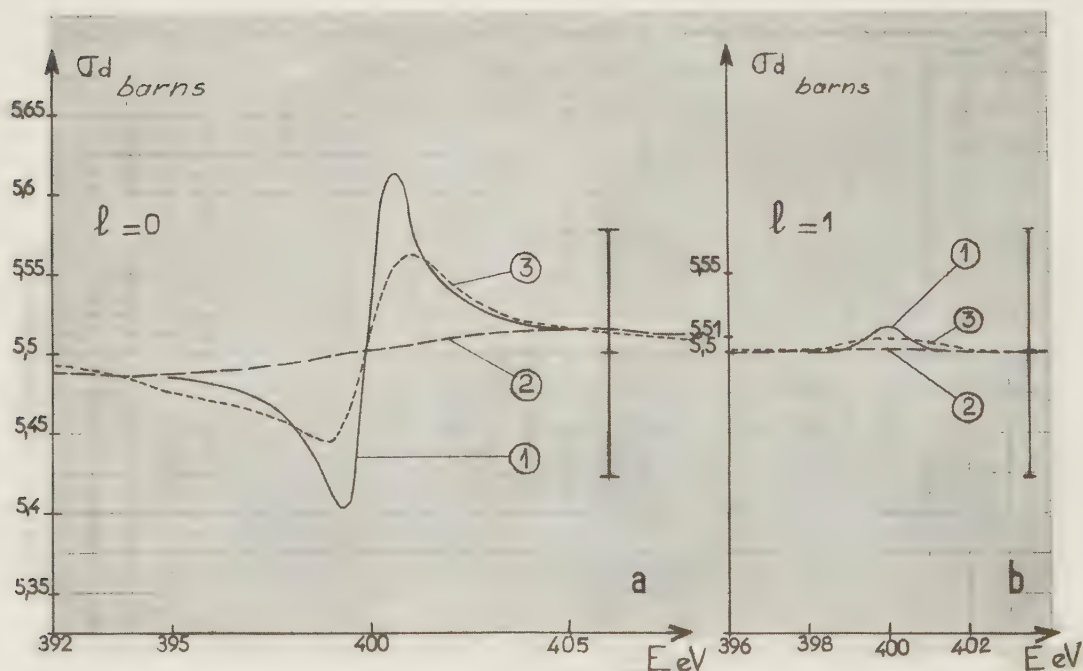


Figure III.4

Exemple de diffusion théorique due à une petite résonance fictive du ^{103}Rh à 400 eV ($g \sqrt{\Gamma_n^1} = 1,5 < g \sqrt{\Gamma_n^1} >$) selon qu'elle est " s " (courbes a) ou " p " (courbes b) :

- 1) sans tenir compte de la résolution
- 2) avec résolution due au banc de compteurs BF 3 à 12,5 m (voir IV)
- 3) avec résolution due au nouveau détecteur à 32 m (voir IV)

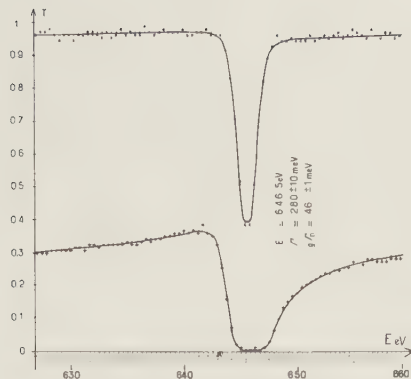


Figure III.5

Etude en transmission de la résonance à 646 eV du ^{103}Rh avec $L = 53,7$ m, τ sélecteur = 50 ns - épaisseurs 0,0061 et 0,24 at/barn. Les croix représentent les points expérimentaux; la courbe en trait plein la loi théorique.

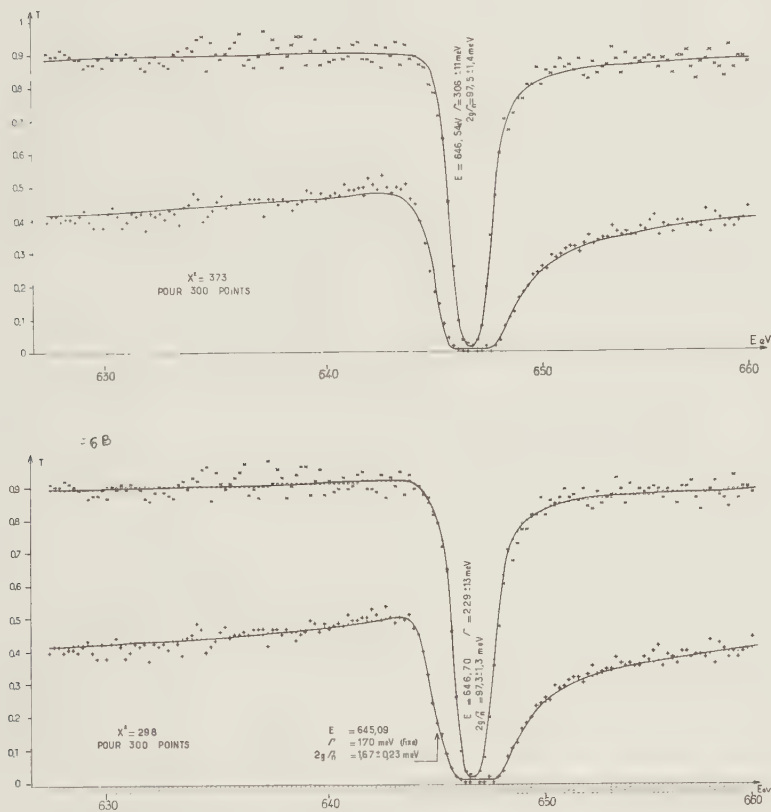


Figure III.6

Etude en transmission de la résonance à 646 eV du ^{103}Rh avec $L = 103,7$ m, sélecteur = 50 ns - épaisseurs 0,024 et 0,177 at/barn.

A - En supposant l'existence d'une seule résonance
 $\Gamma_{\gamma} = 240 \pm 21$ ou 111 ± 21 meV selon J.

B - En admettant l'existence d'une petite résonance
 $J = 1$, $\Gamma_{\gamma} = 164 \pm 24$ meV.

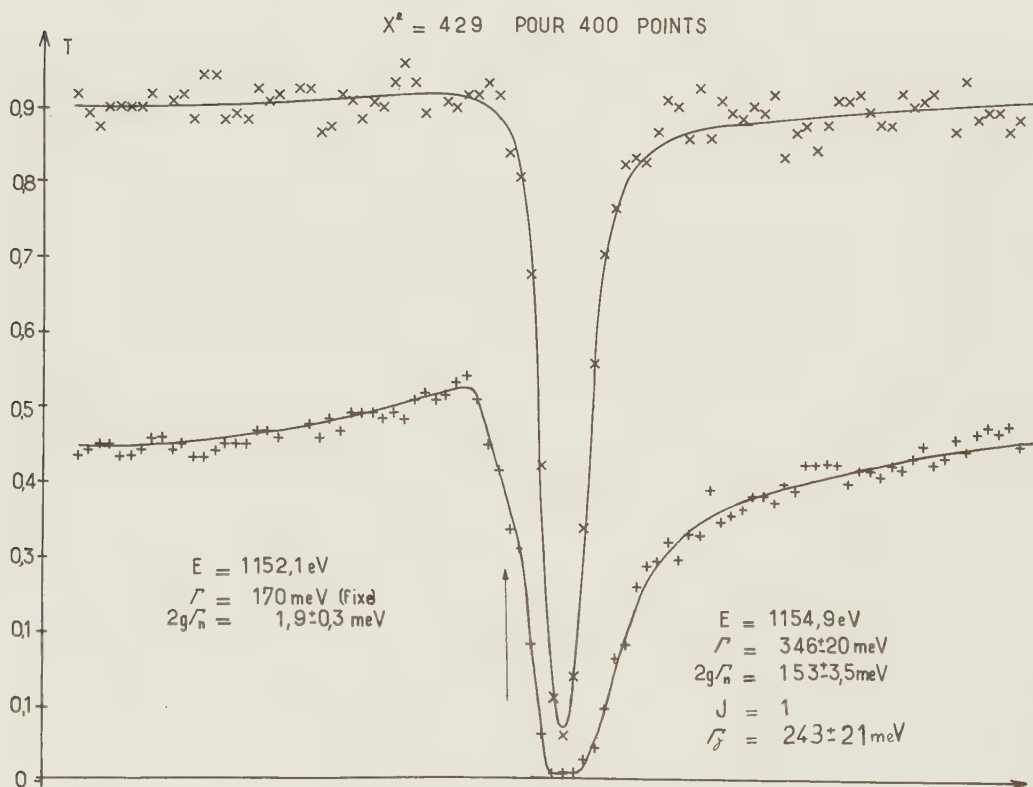
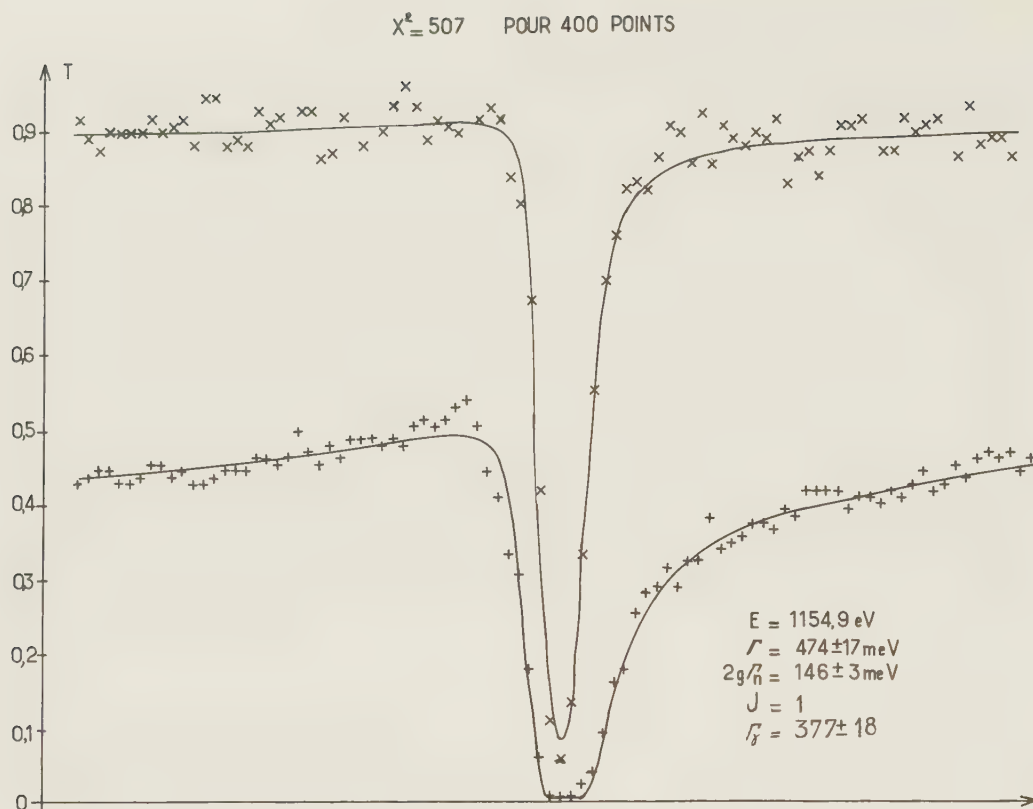


Figure III.7

Etude en transmission de la résonance à 1 155 eV du ^{103}Rh avec $L = 103,7 \text{ m}$, τ sélecteur = 50 ns - épaisseurs 0,024 et 0,177 at/barn.

- A - Analyse en supposant l'existence d'une seule résonance.
 B - Analyse en supposant l'existence d'une seconde petite résonance.

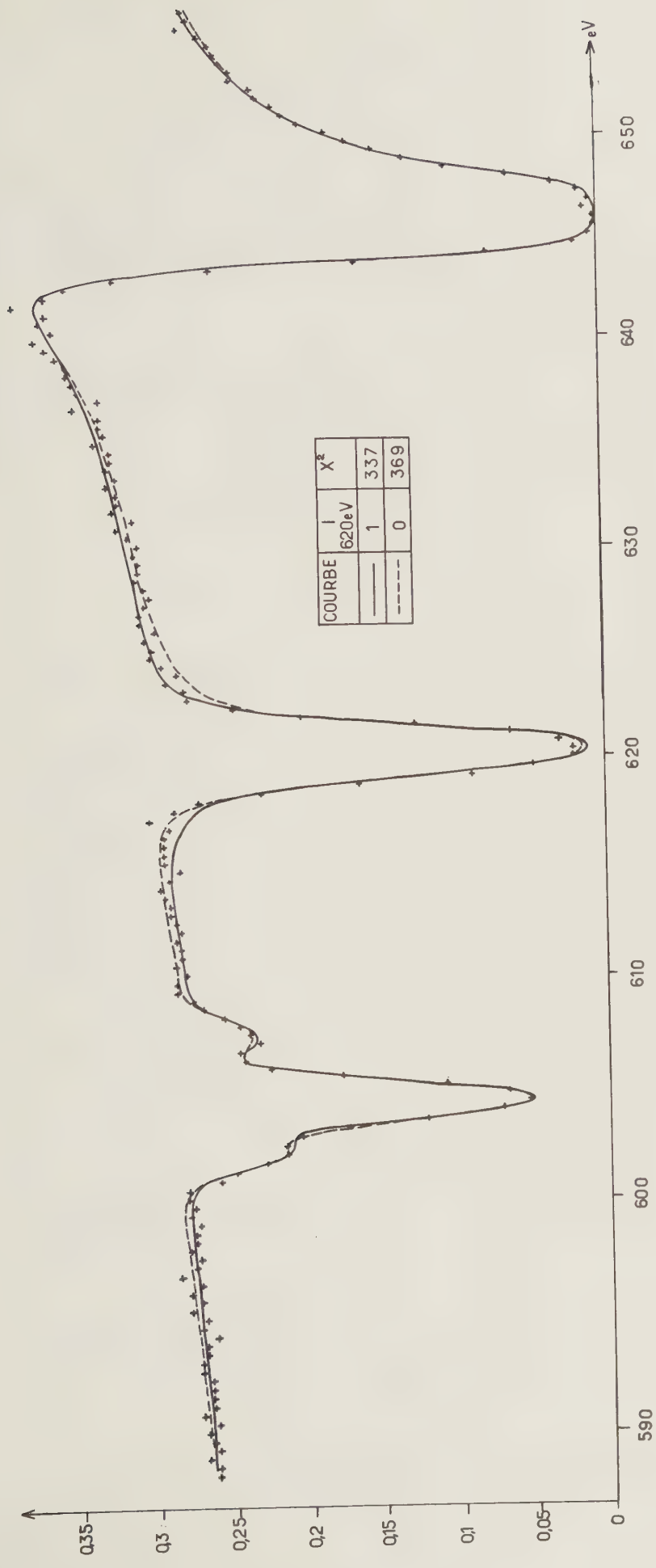


Figure III.8
 Etude en transmission d'un échantillon épais ($n = 0,24$ at/b) de ^{103}Rh entre 590 et 650 eV. Etude par analyse de forme, du moment orbital de la résonance à 620 eV.

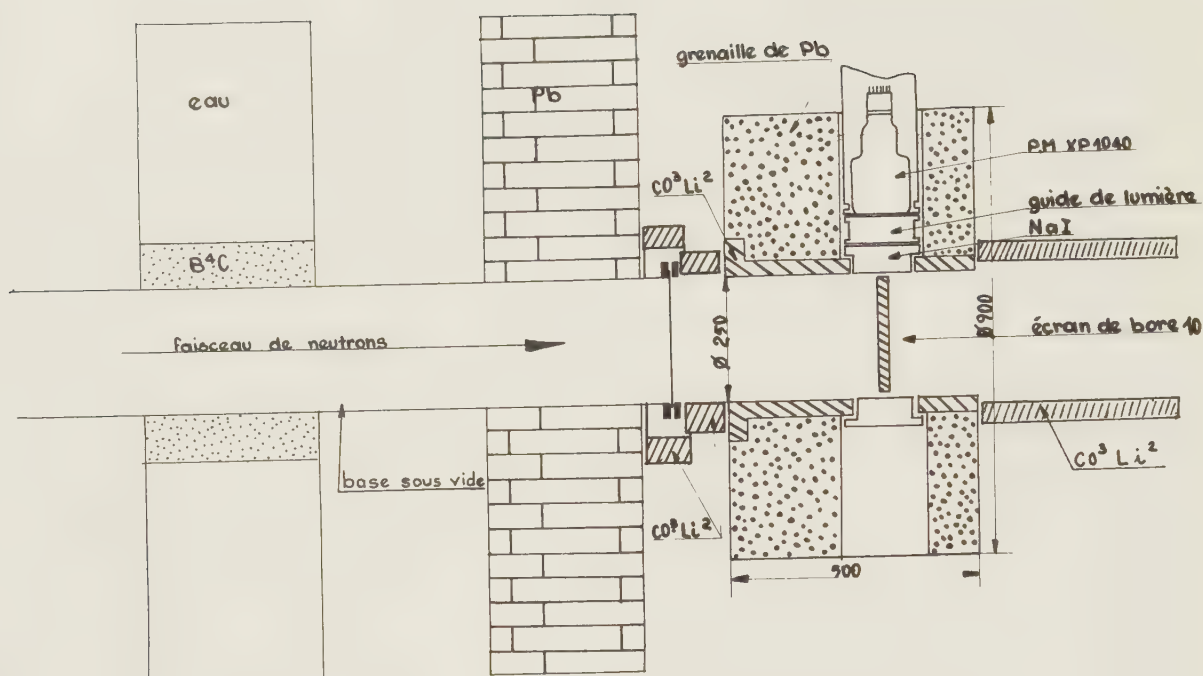


Figure IV.1

Schéma du détecteur de neutrons utilisé pour les expériences de transmission.

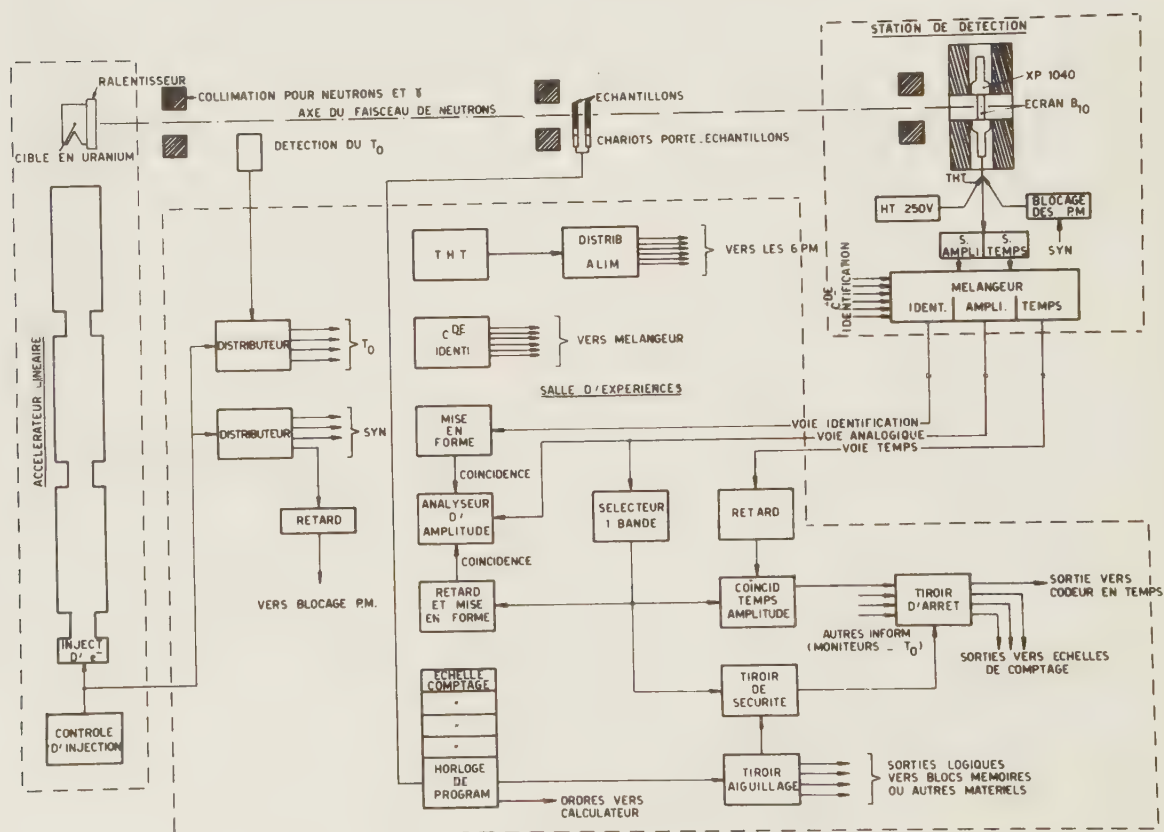


Figure IV.2

Schéma général des dispositifs électroniques utilisés pour les expériences de transmission.

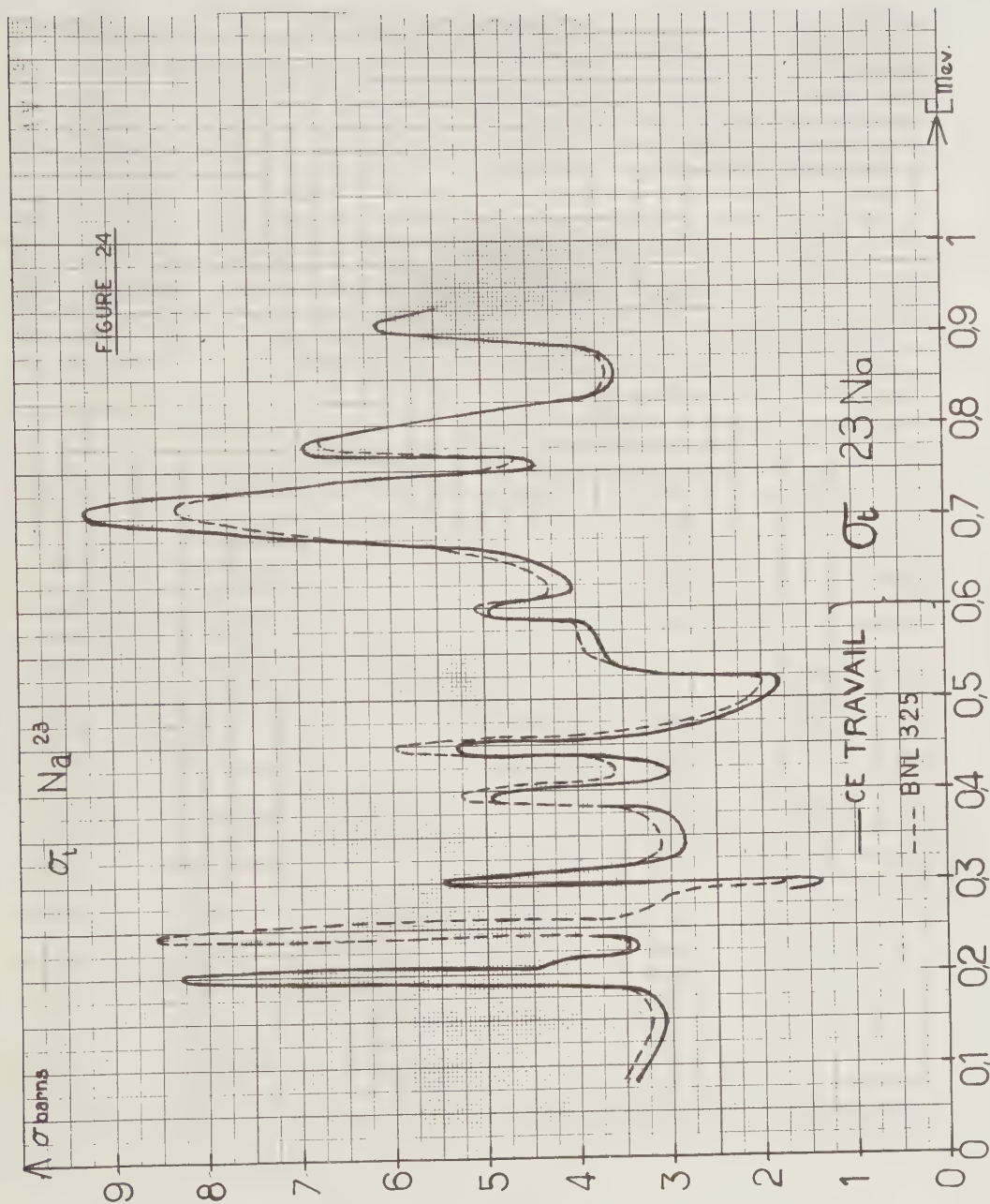


Figure IV.3

Section efficace totale du ^{23}Na de 100 à 950 keV. La résolution était d'environ 0,25 ns/m pour une longueur de vol de 103 m, l'épaisseur de l'échantillon de 0,23 atomes/barn. Un écran très épais de lithium nous permettait de mesurer le bruit de fond à 250 keV, mais empêchait de connaître la section efficace totale du sodium à cette énergie.

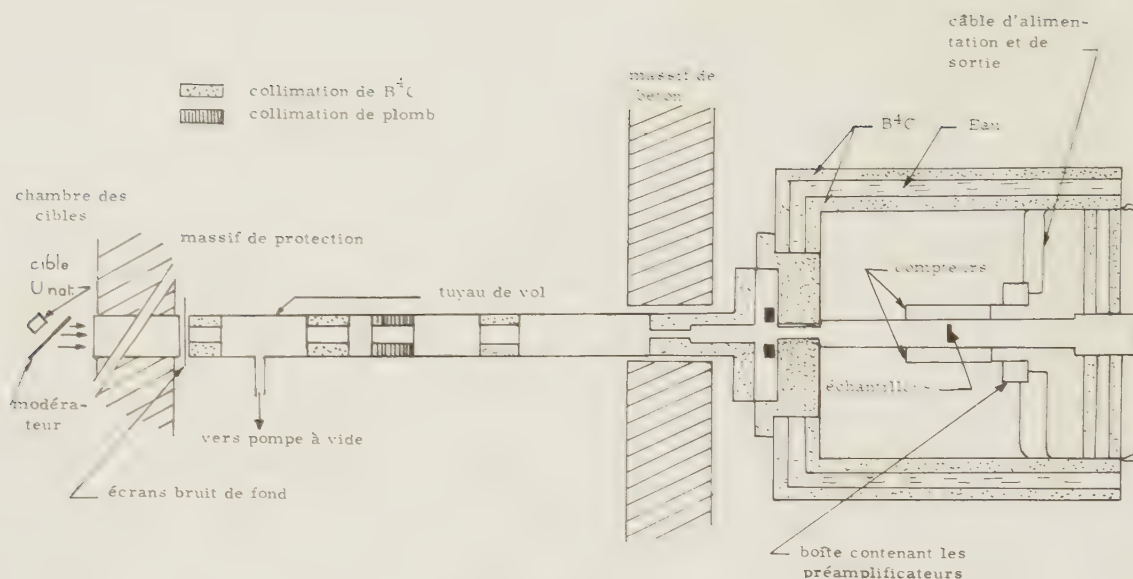


Figure IV.4

Schéma du premier dispositif expérimental utilisé pour les expériences de diffusion. Les compteurs proportionnels du BF 3 étaient disposés en couronne autour d'un tuyau sous vide.

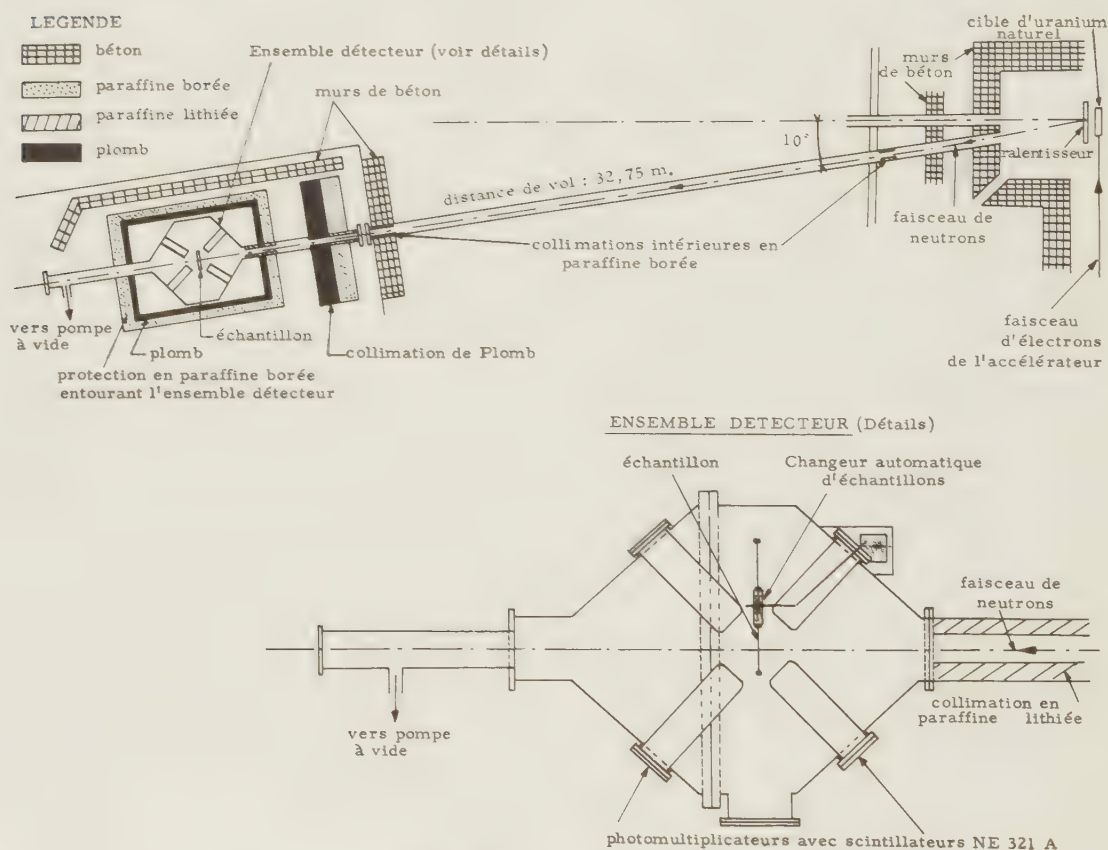


Figure IV.5

Schéma du dispositif expérimental actuel pour les expériences de diffusion (scintillateur liquide organique chargé en bore 10).

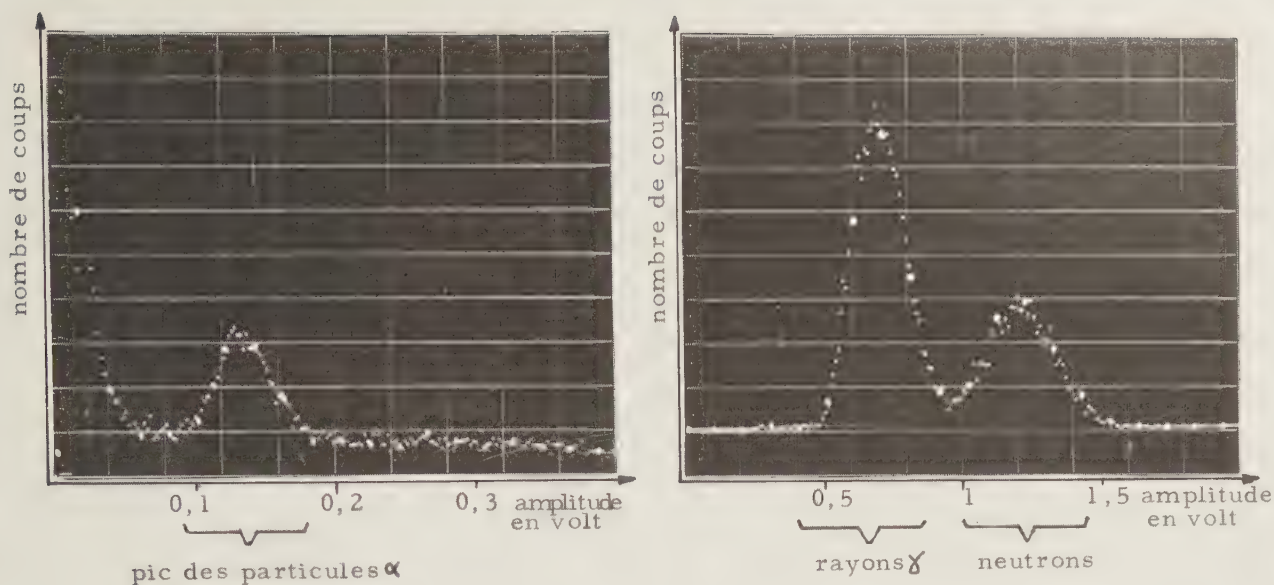


Figure IV.6

Distribution de l'amplitude des impulsions

- a) sur l'ante pénultième dynode, pour toutes les impulsions
- b) sur la dernière dynode, pour les impulsions en coïncidence avec la porte en amplitude sur l'ante-pénultième dynode.

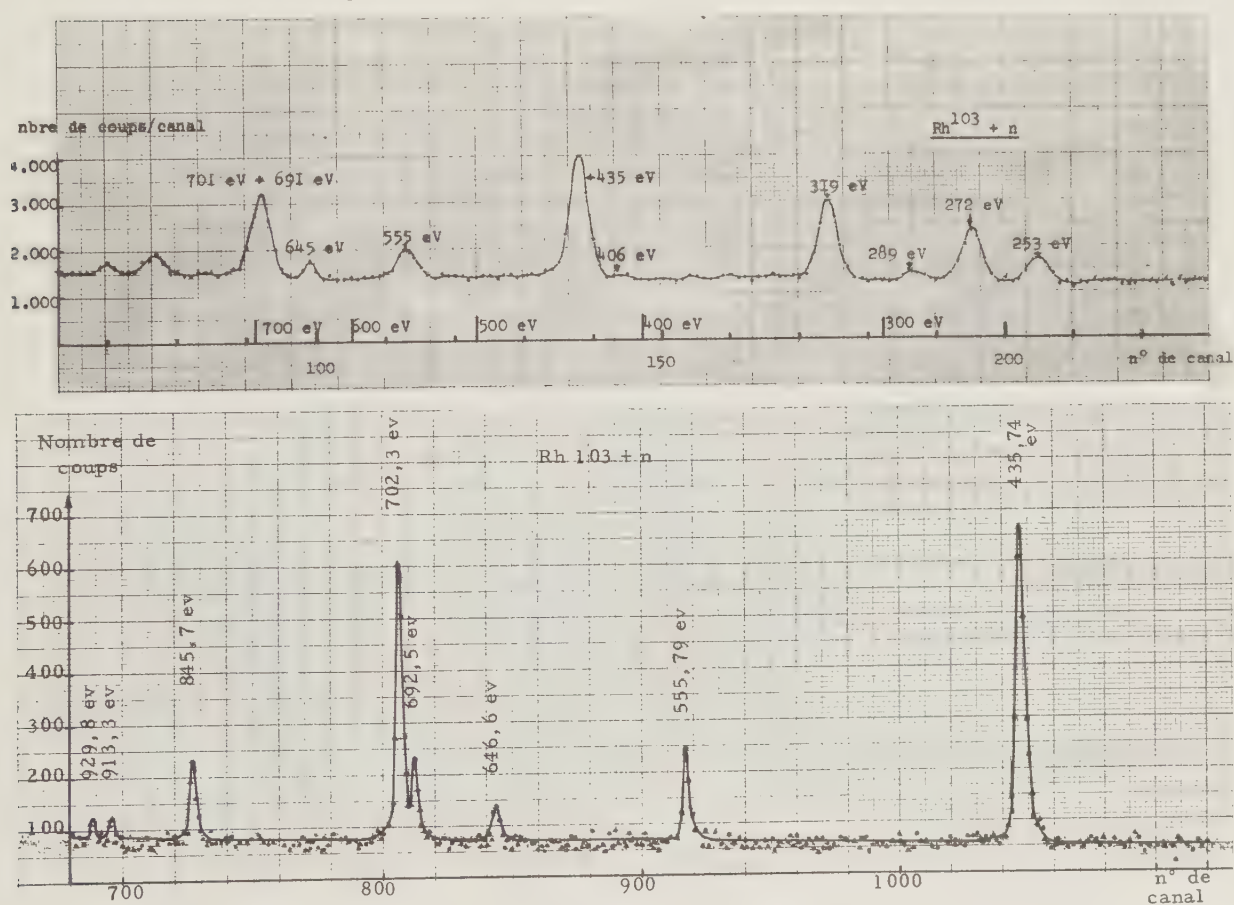


Figure IV.7

Comparaison des résultats bruits obtenus sur le ^{103}Rh avec l'ancien détecteur (compteurs proportionnels BF 3 à 12,5 m - courbe supérieure) et le nouveau (scintillateur liquide chargé en bore à 30 m - courbe inférieure).

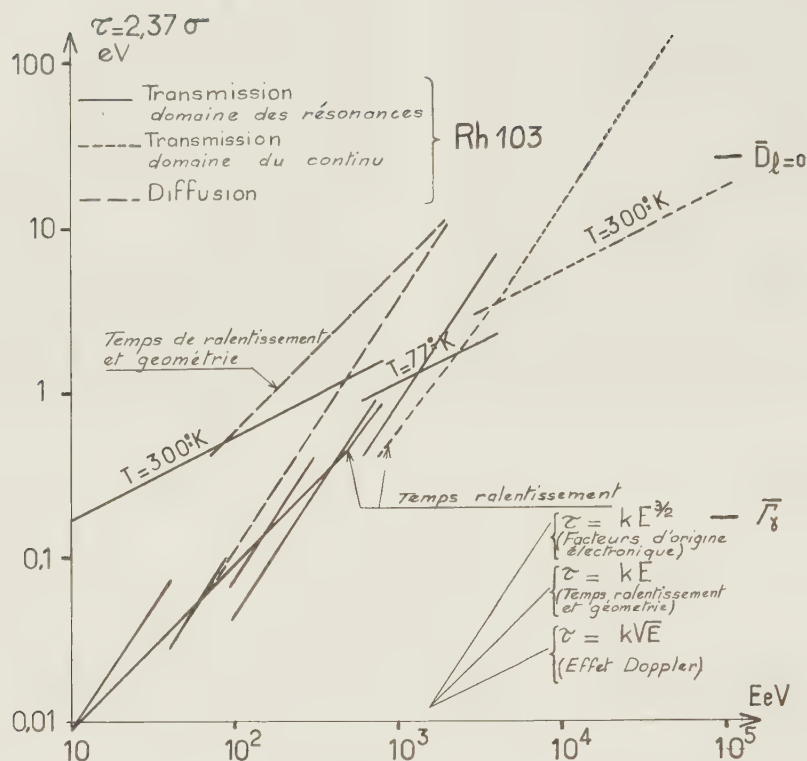


Figure V.1

Expériences sur ^{103}Rh . Valeurs, en fonction de l'énergie, des différents effets affectant la résolution ; la largeur radiative moyenne $\bar{\Gamma}$ est égale à la largeur Doppler à 10 eV, et à la résolution expérimentale vers 150 eV.

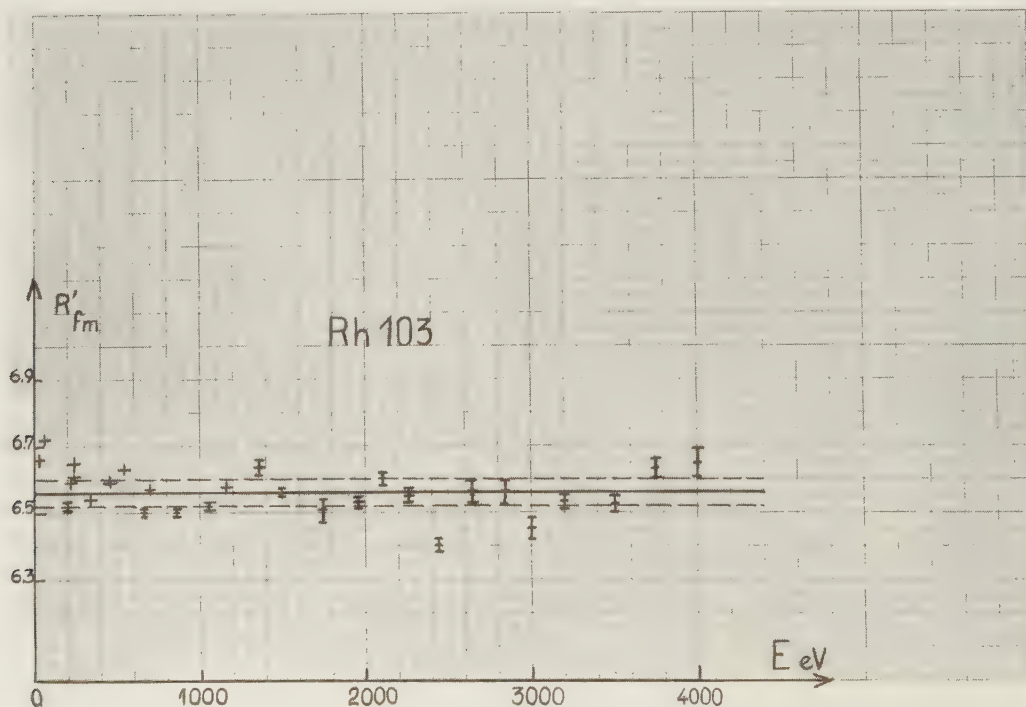


Figure V.2

Valeurs du rayon effectif R' de ^{103}Rh déterminé à différentes énergies.

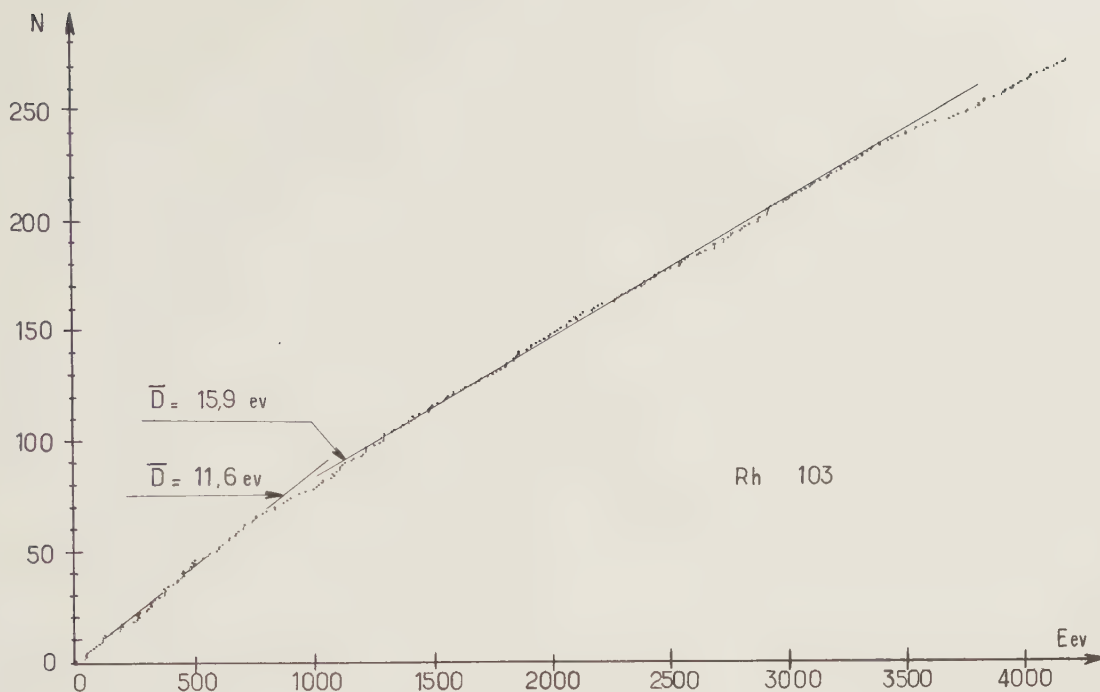


Figure V.3

^{103}Rh . Nombre de niveaux identifiés en fonction de l'énergie.

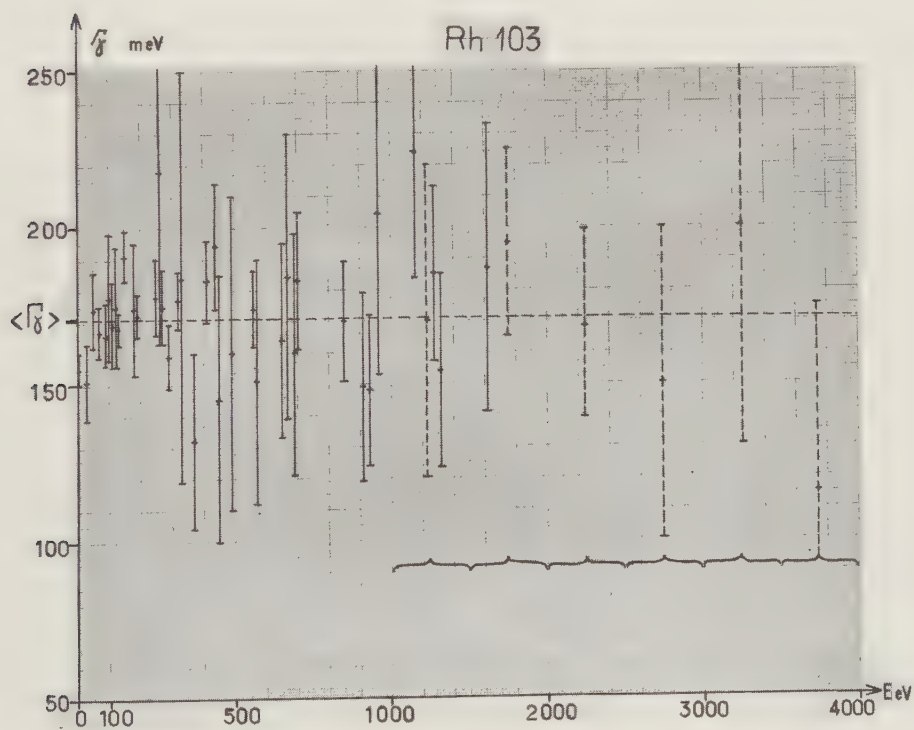


Figure V.4

^{103}Rh . Valeur de $\sqrt{\gamma}$ déterminées d'après l'analyse de forme de la transmission ; les barres d'erreurs en pointillé correspondent à des moyennes. Il n'apparaît pas d'effet systématique avec l'énergie.

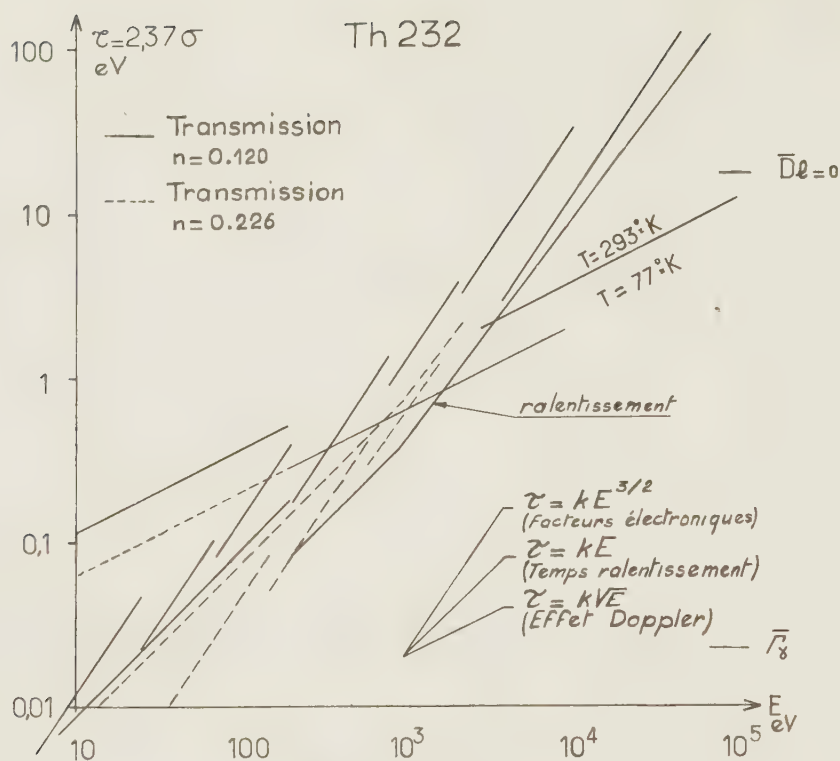


Figure V.5

Expériences de transmission sur ^{232}Th . Valeurs en fonction de l'énergie des différents effets affectant la résolution ; la largeur radiative moyenne $\langle \bar{\Gamma}_8 \rangle$ est égale à la largeur Doppler à 0,4 eV, et à la résolution vers 25 eV.

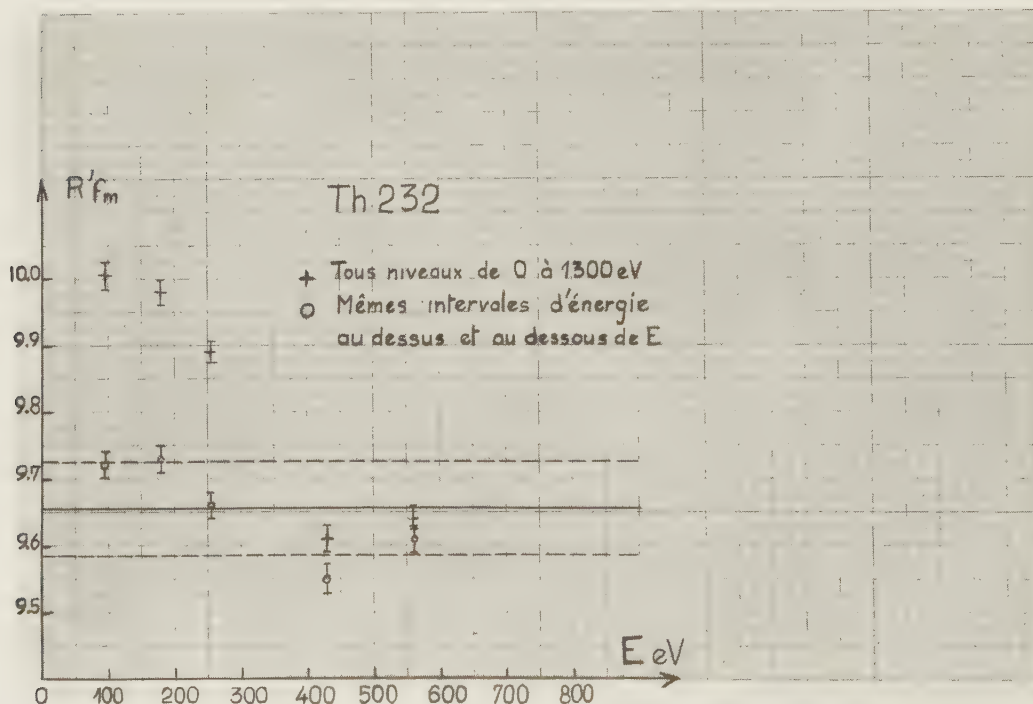


Figure V.6

Valeur du rayon effectif R' de ^{232}Th déterminée à différentes énergies en tenant compte de tous les grands niveaux de 0 à 1 300 eV (croix), ou en prenant le même intervalle d'énergie de part et d'autre de l'énergie considérée (ronds).

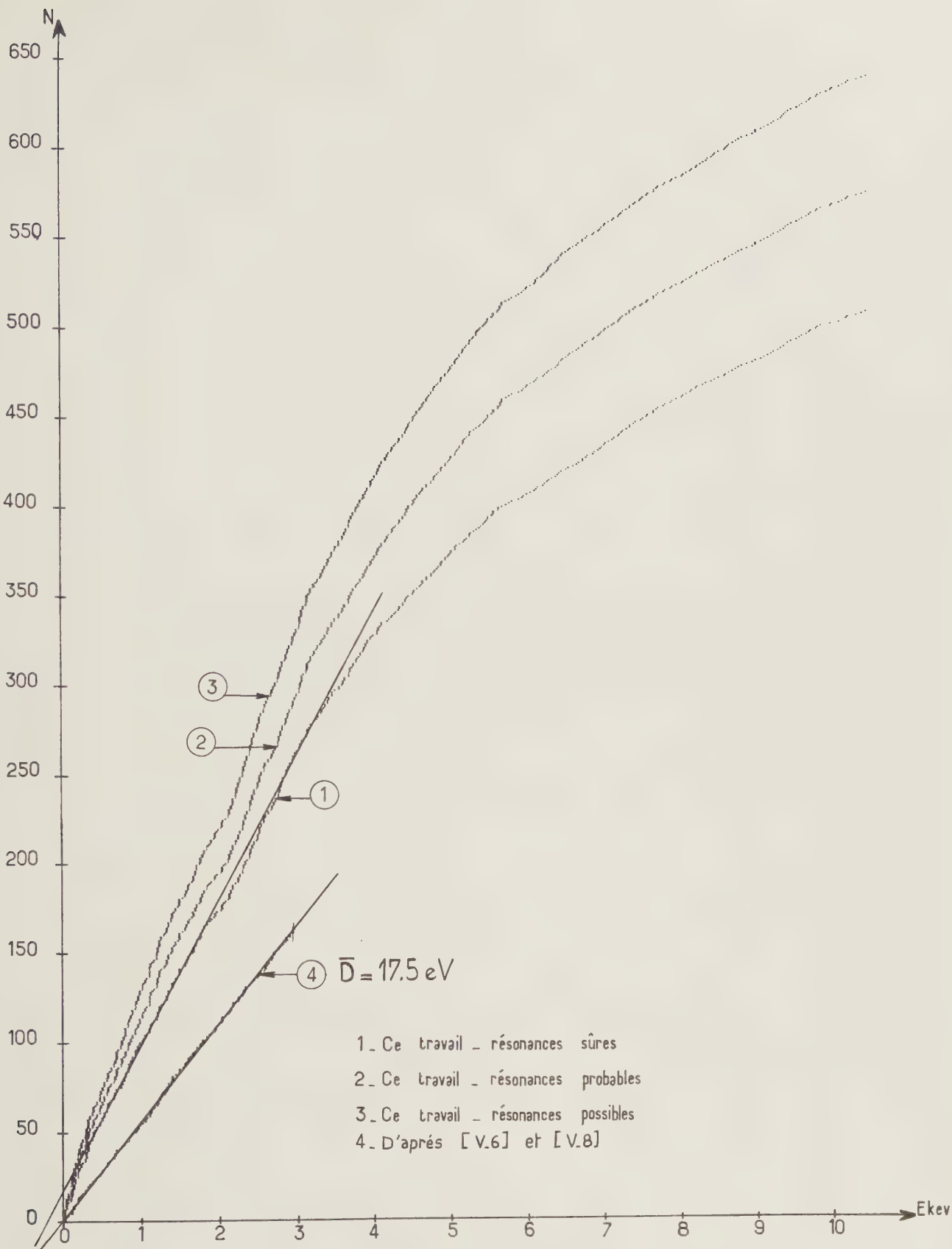


Figure V.7

^{232}Th . Nombre de niveaux identifiés en fonction de l'énergie jusqu'à 10,5 keV.

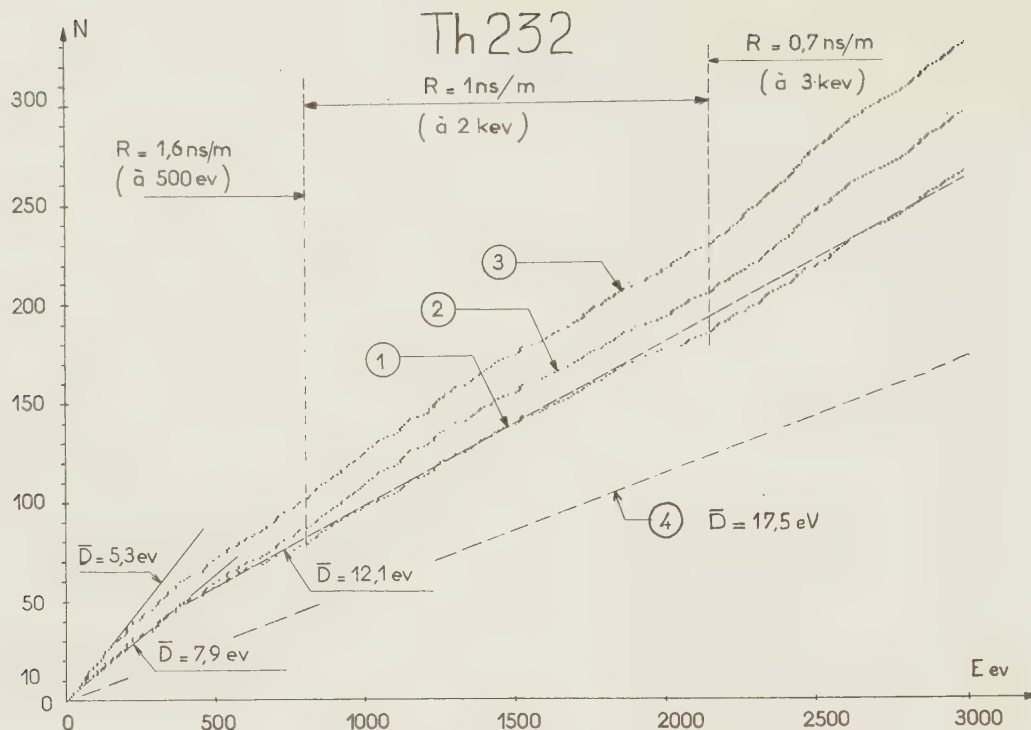


Figure V.8

^{232}Th . Nombre de niveaux identifiés en fonction de l'énergie jusqu'à 3 keV ; la courbe 1 correspond aux niveaux "sûrs", la courbe 2 aux "sûrs" et aux "probables", la courbe 3 tient compte des possibles. La droite 4 correspond aux niveaux précédemment identifiés. (V.6/ et V.8/)

Il est possible de voir l'influence du changement de résolution à 800 et à 2 150 eV.

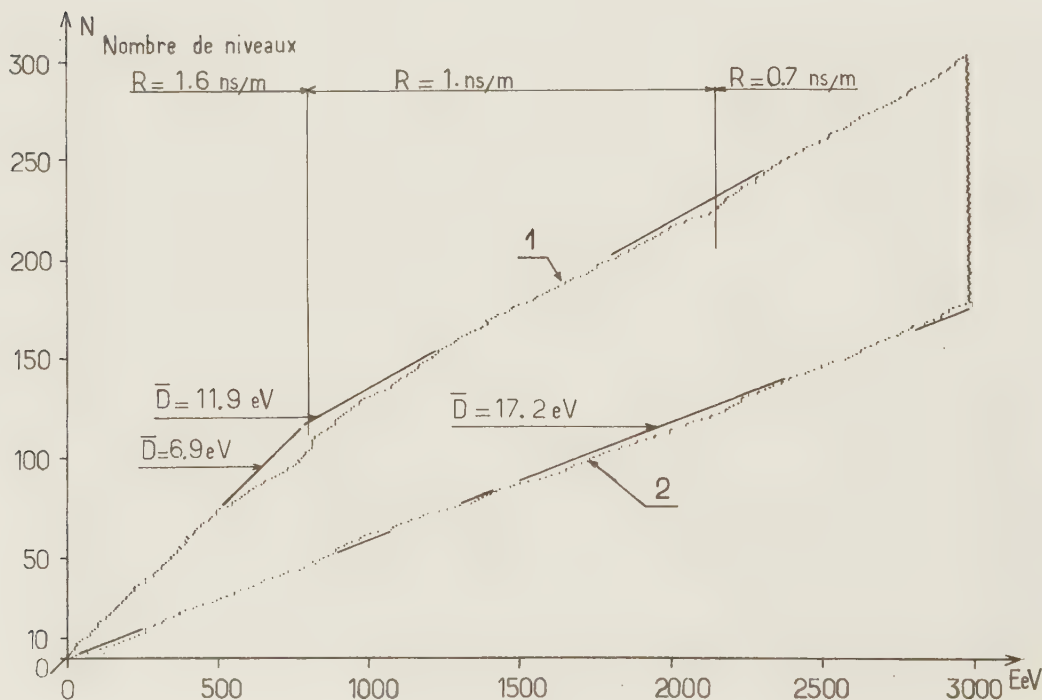


Figure V.9

Expérience simulée de transmission de ^{232}Th . La courbe 1 représente les niveaux identifiés : les effets de la variation de la résolution à 800 et à 2 150 eV sont les mêmes que précédemment. La courbe 2 représente les niveaux "s" détectés : il en est apparemment très peu perdu (il faut néanmoins remarquer une petite augmentation de la pente après 800 et surtout après 2 150 eV).

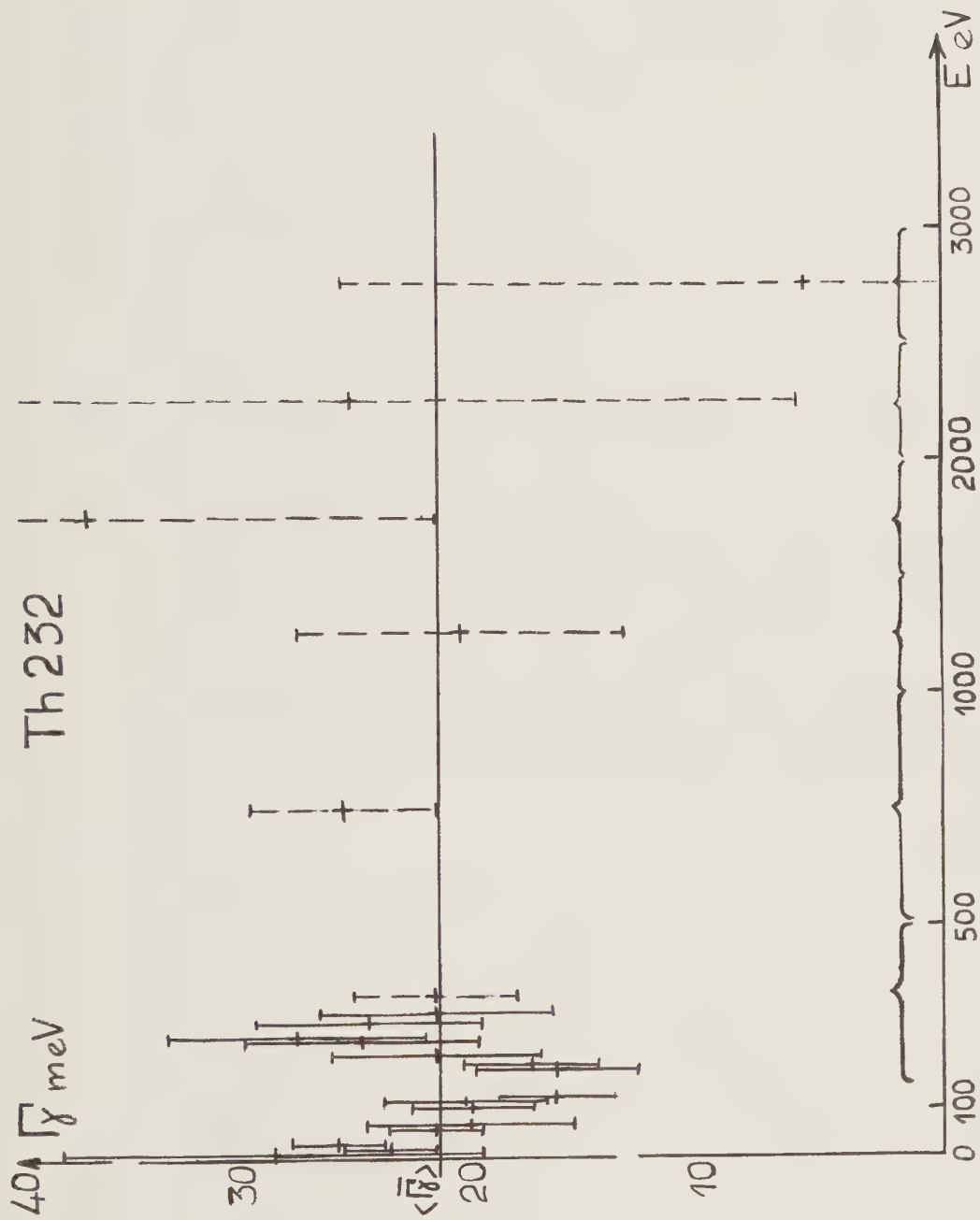


Figure V.10

^{232}Th . Valeurs de $\overline{\gamma}$ déterminées d'après l'analyse de forme de la transmission ; les barres d'erreurs en pointillé correspondent à des moyennes. Il apparaît d'une part que $\langle \overline{\gamma} \rangle$ est compatible avec une valeur constante égale à 22 meV jusqu'à 300 eV, d'autre part que jusqu'à 300 eV semble varier lentement autour de cette valeur.

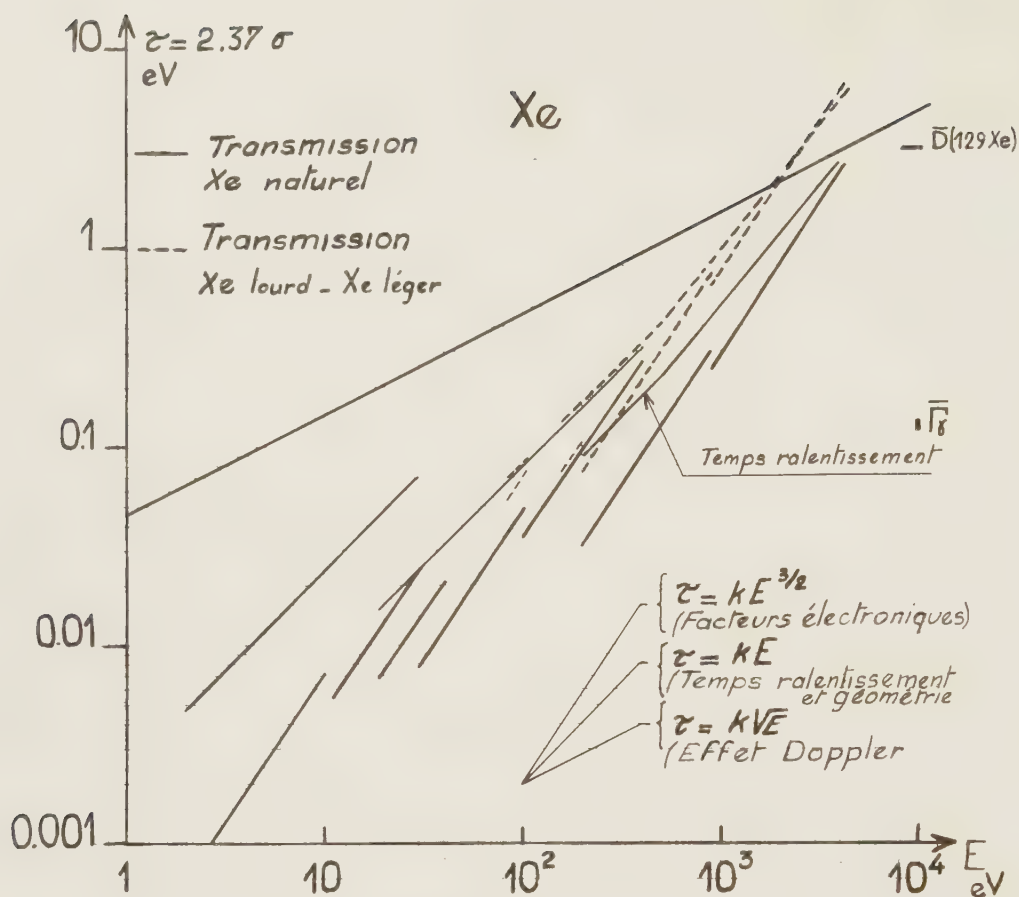


Figure V.11

Expériences sur Xénon. Valeurs, en fonction de l'énergie, des différents effets affectant la résolution ; la largeur radiative moyenne est égale à la largeur Doppler à 7 ou 8 eV, et à la résolution expérimentale vers 200 eV.

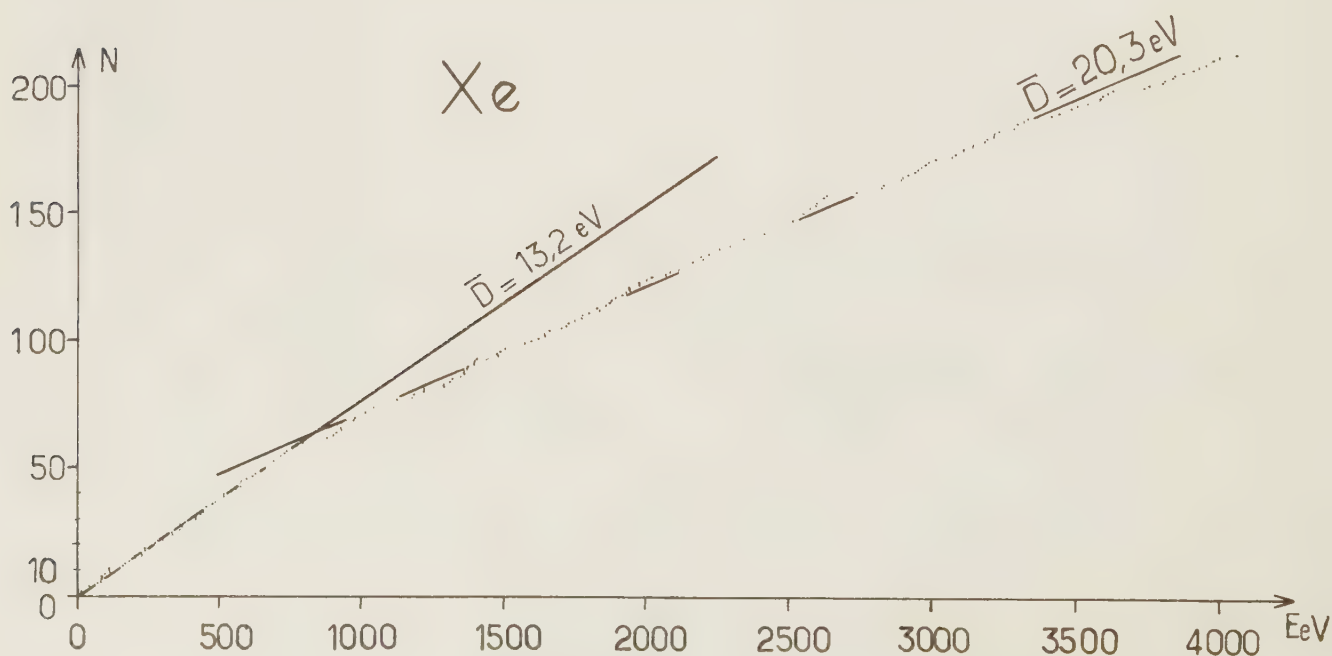


Figure V.12

Xénon. Nombre de niveaux identifiés en fonction de l'énergie.

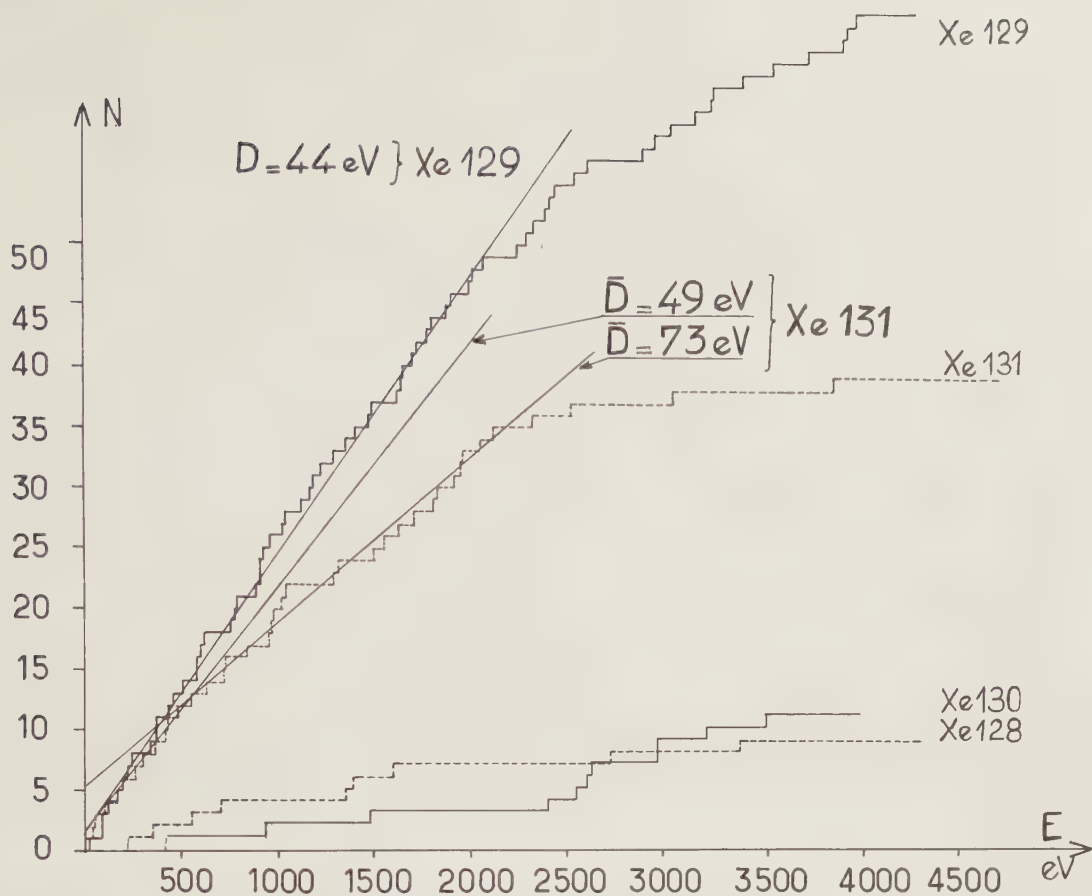


Figure V.13 Xénon. Nombre de niveaux attribués aux isotopes 128, 129, 130 et 131 en fonction de l'énergie.

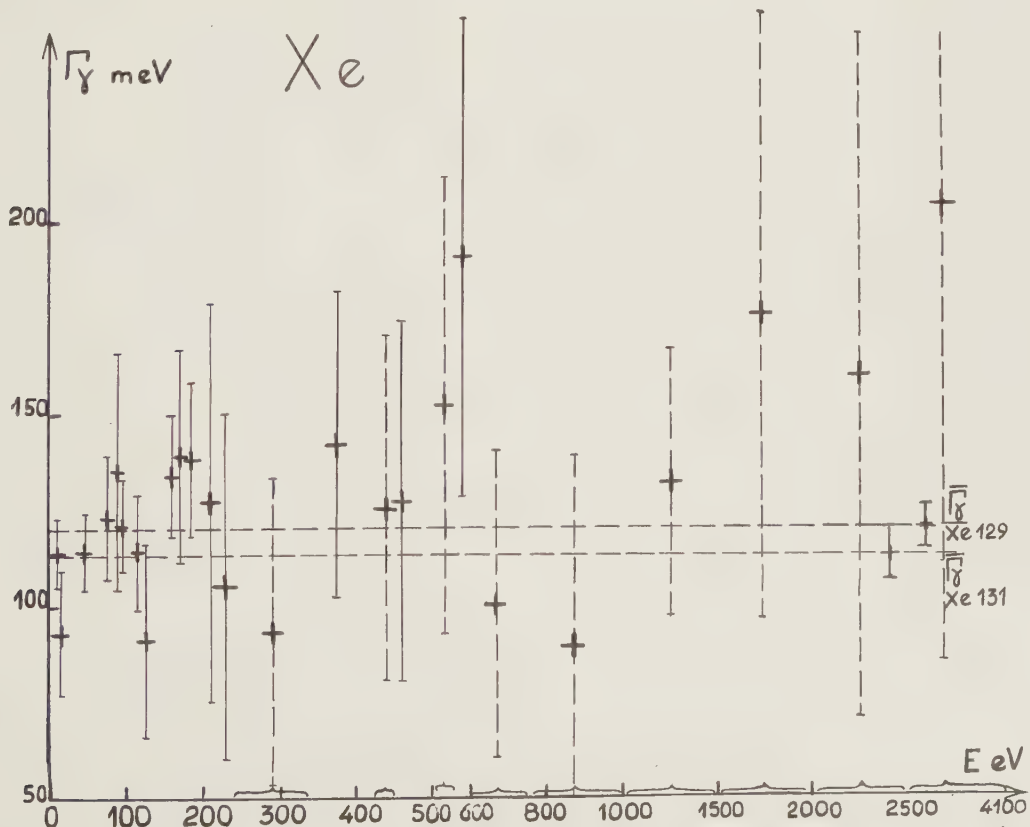


Figure V.14 Xénon. Valeurs des largeurs radiatives déterminées d'après l'analyse de forme des résultats de transmission. Les valeurs ayant des barres d'erreurs en pointillé correspondent à des moyennes.

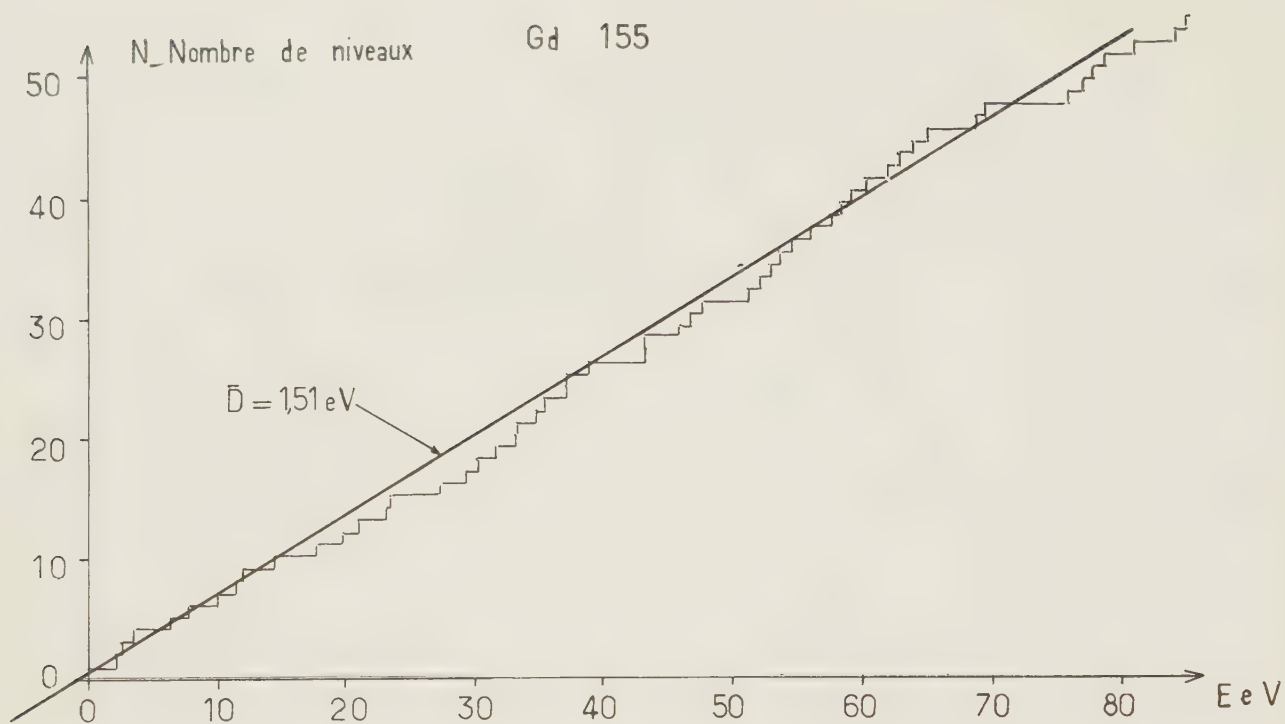


Figure V.15

¹⁵⁵Gd. Nombre de niveaux identifiés en fonction de l'énergie.

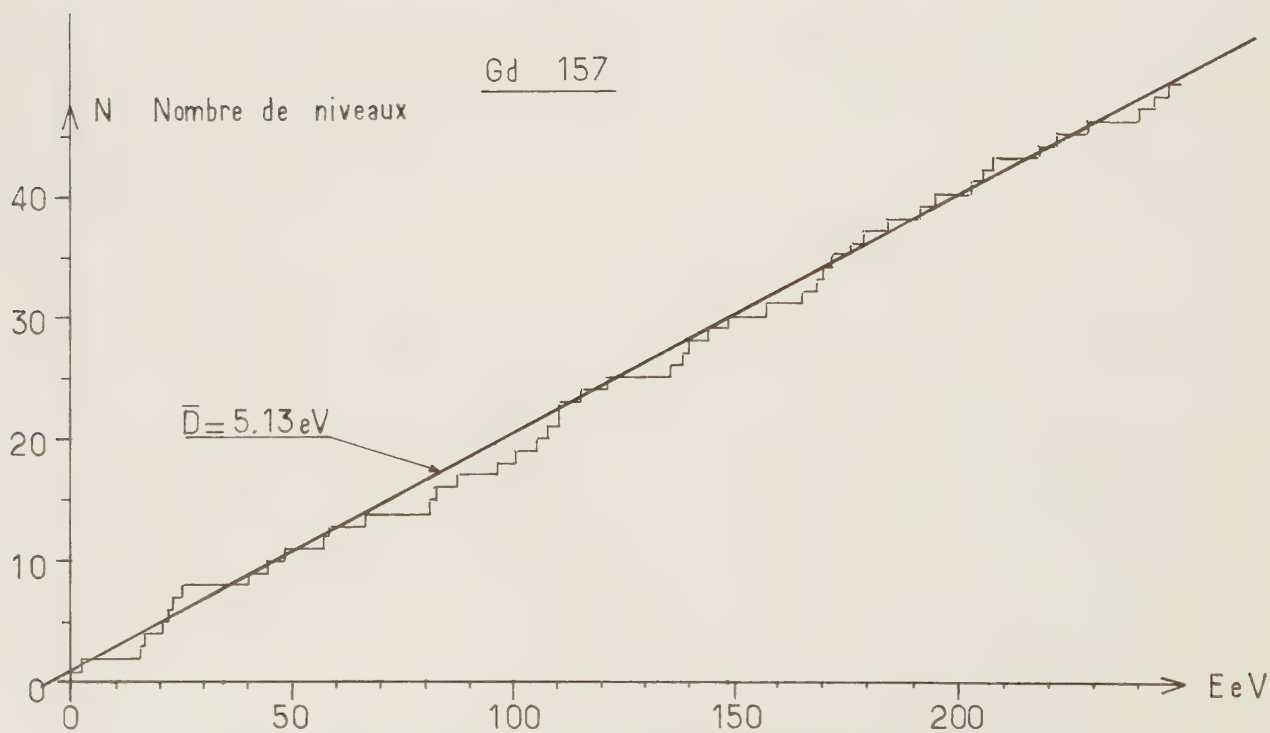
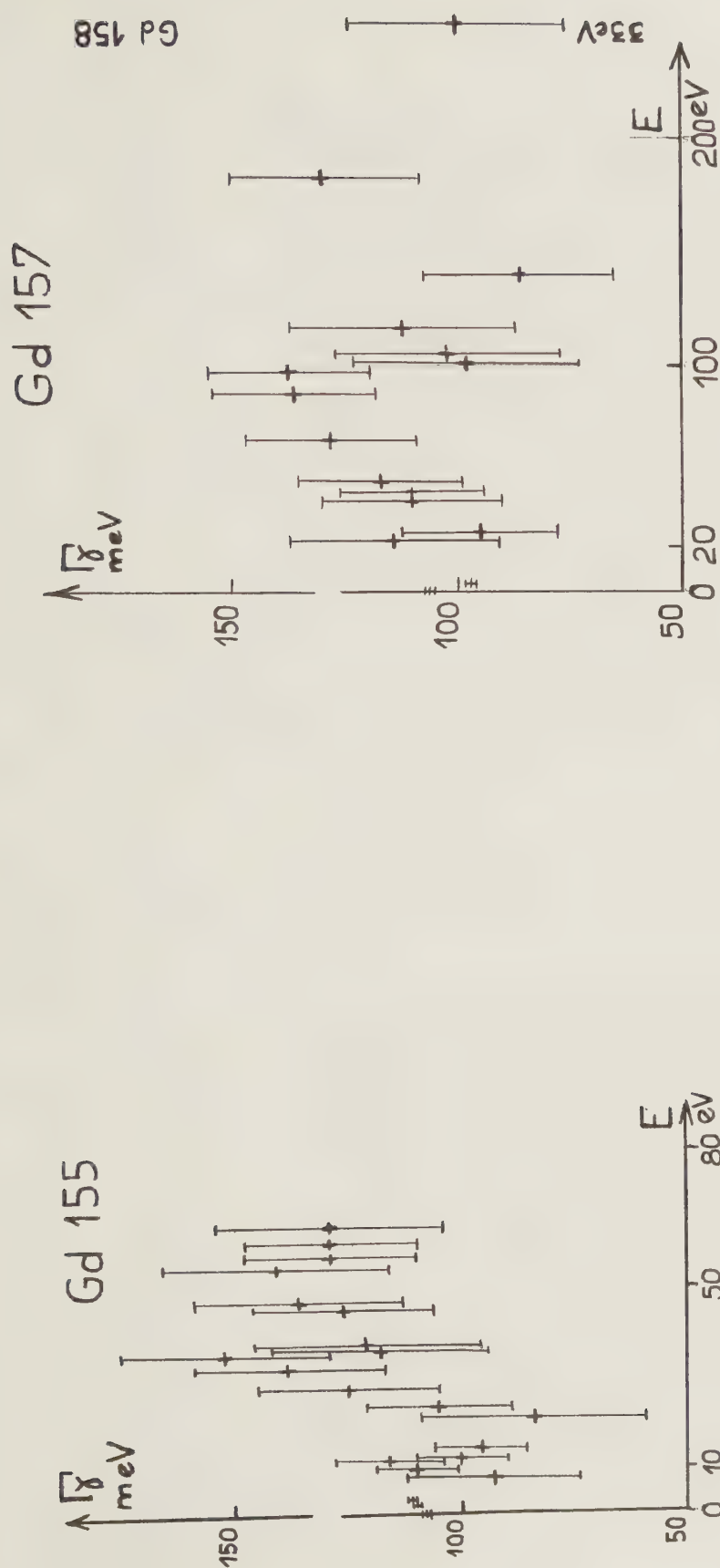


Figure V.16

¹⁵⁷Gd. Nombre de niveaux identifiés en fonction de l'énergie.



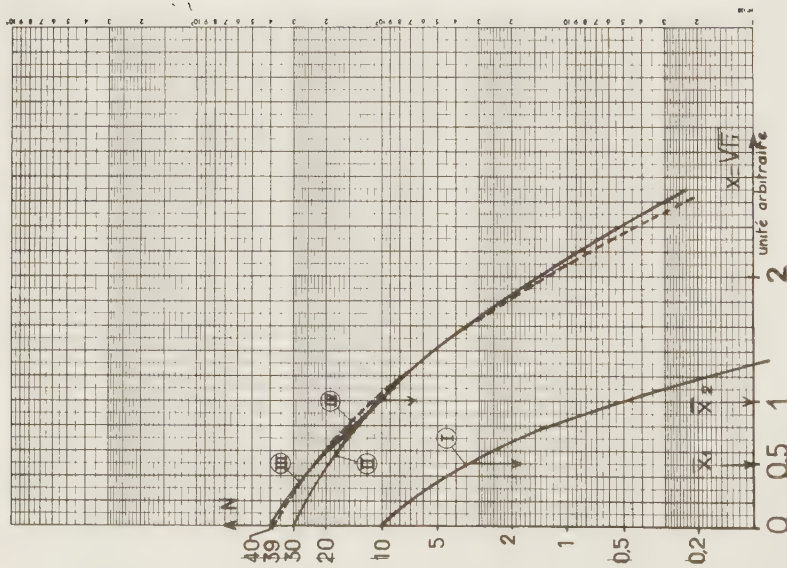


Figure VI.1

Distribution résultant du mélange de 2 populations ayant des valeurs moyennes différant d'un facteur 4. Les courbes I et II représentent les distributions en χ^2 avec $\nu = 1$ pour chacune des 2 populations, la courbe III (en trait plein) la résultante (somme de I et II) et la courbe IV est la loi en χ^2 (avec $\nu = 1$) la plus voisine de cette résultante. Les échelles des ordonnées sont arbitraires.

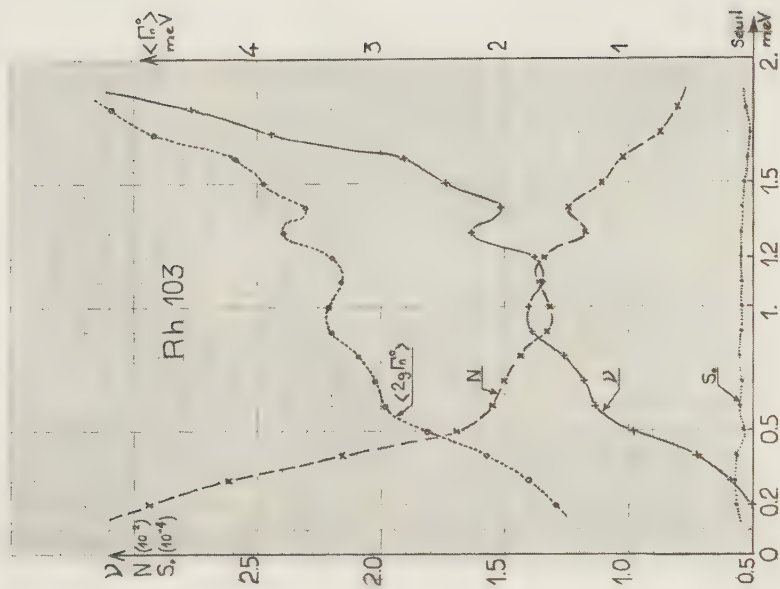


Figure VI.4

Résultats de l'analyse de la distribution des larges neutroniques réduites $2g$ du ^{103}Rh par la méthode des moments. Du fait de l'absence de grandes valeurs, ν est toujours supérieur à 1 et croît avec le seuil S ; les valeurs inférieures à 1, pour $S < 0,5$ meV, sont dues aux niveaux "p".

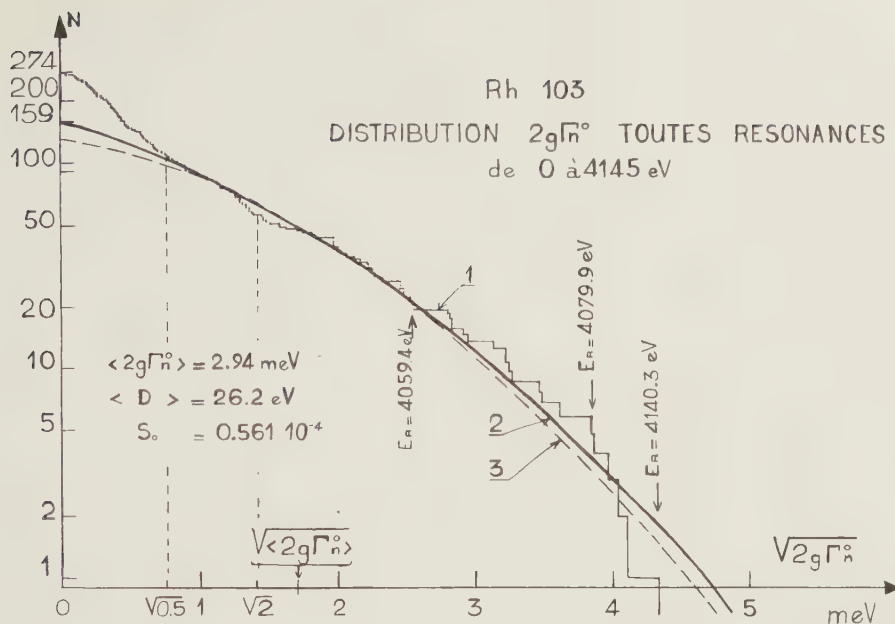


Figure VI.2

Distribution des largeurs neutroniques réduites du ^{103}Rh pour toutes les résonances jusqu'à 4 145 eV. La courbe I est l'histogramme expérimental, la II la loi en χ^2 à 1 degré de liberté donnant la meilleure description de l'histogramme, et la III (en pointillé) correspond à l'analyse de la distribution par la méthode des moments pour $S = 1 \text{ meV}$ ($\nu = 1,4$; $N = 132$, $\langle 2g\Gamma_n^0 \rangle = 3,40 \text{ meV}$).

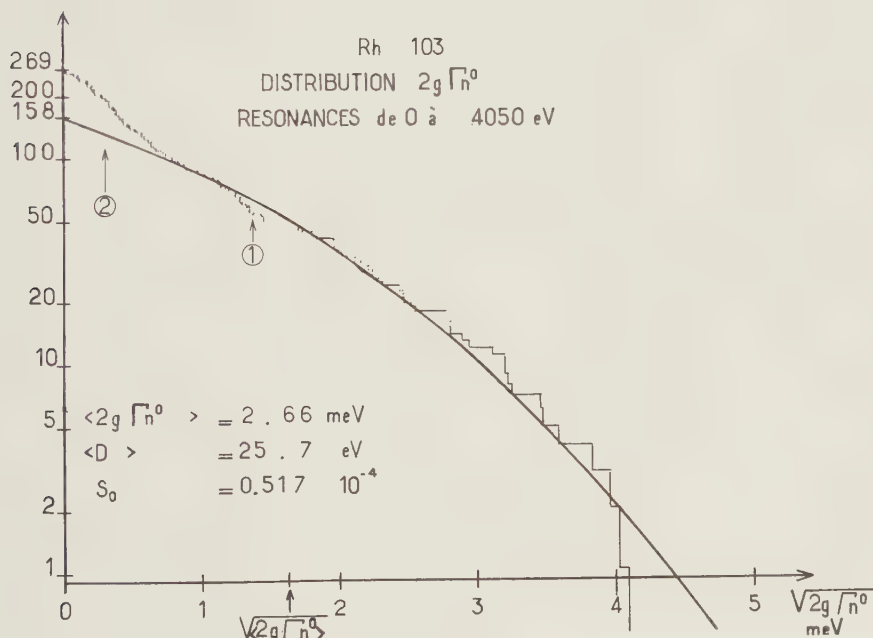


Figure VI.3

Distribution des largeurs neutroniques réduites du ^{103}Rh pour toutes les résonances jusqu'à 4 050 eV. Cinq des niveaux précédemment pris en compte sont ici omis ; 2 d'entre eux ont de grandes largeurs neutroniques, et il en résulte un effet sensible sur la distribution expérimentale.

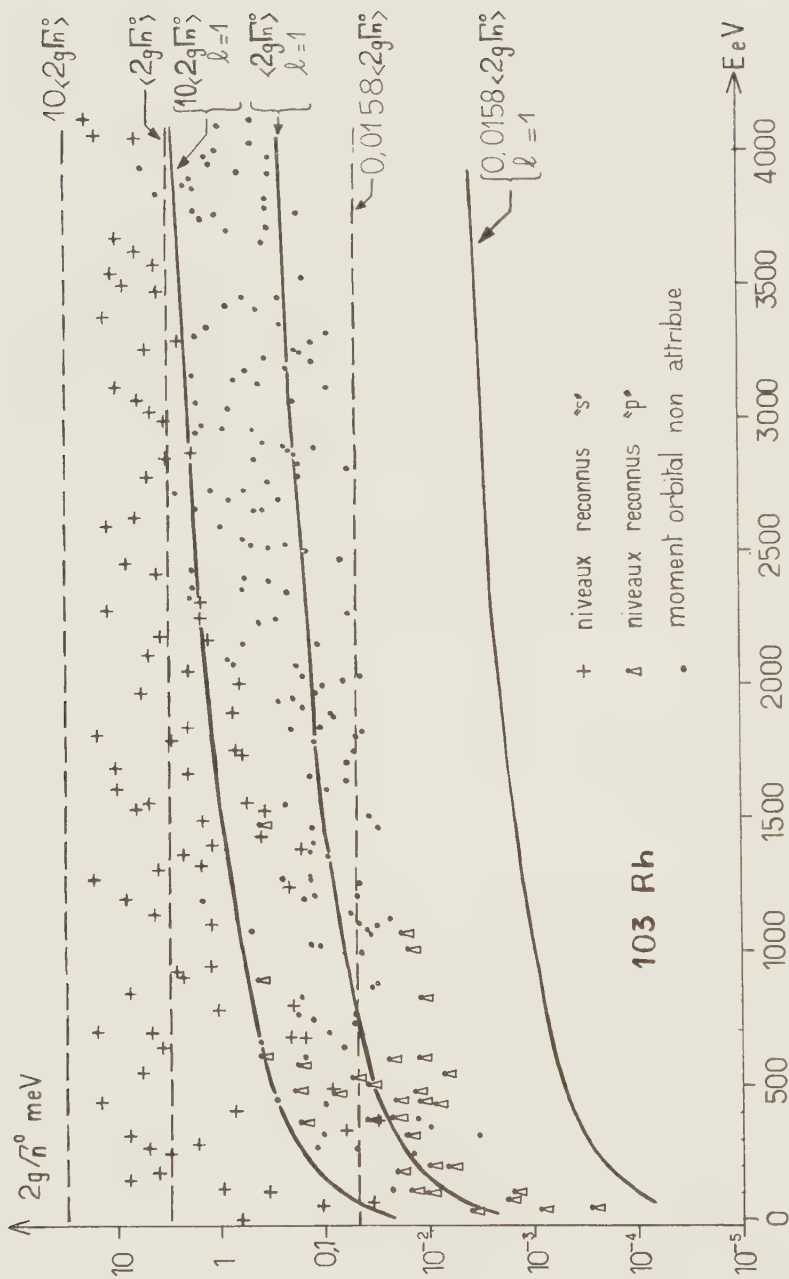


Figure VI.5

Distribution des largeurs neutroniques réduites du ^{103}Rh .
 Chaque point représente un niveau, avec son énergie en
 abscisse et sa largeur neutronique réduite en ordonnée.

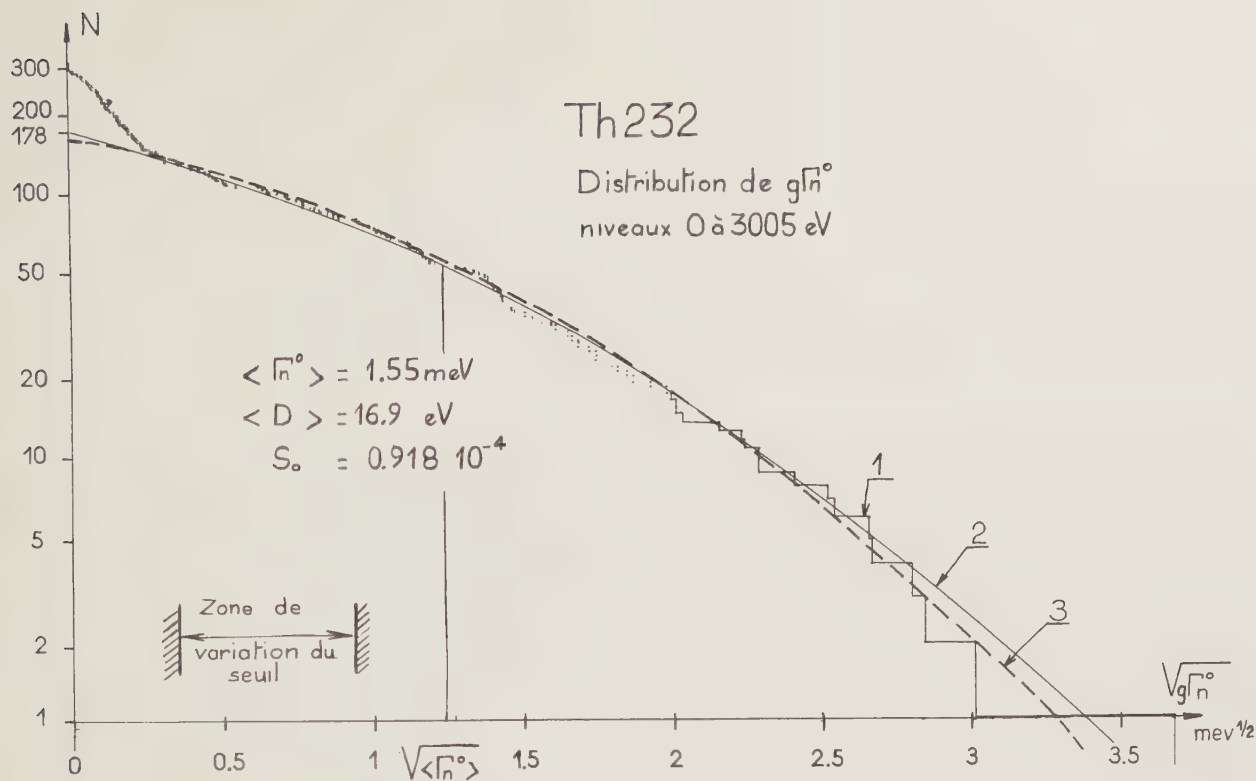


Figure VI.6

Distribution des largeurs neutroniques réduites du ^{232}Th pour toutes les résonances jusqu'à 3 005 eV. La courbe 1 représente une loi en χ^2 à 1 degré de liberté, la courbe 3 une loi en χ^2 à 1,25 degré de liberté (déterminée par l'analyse de la variance).

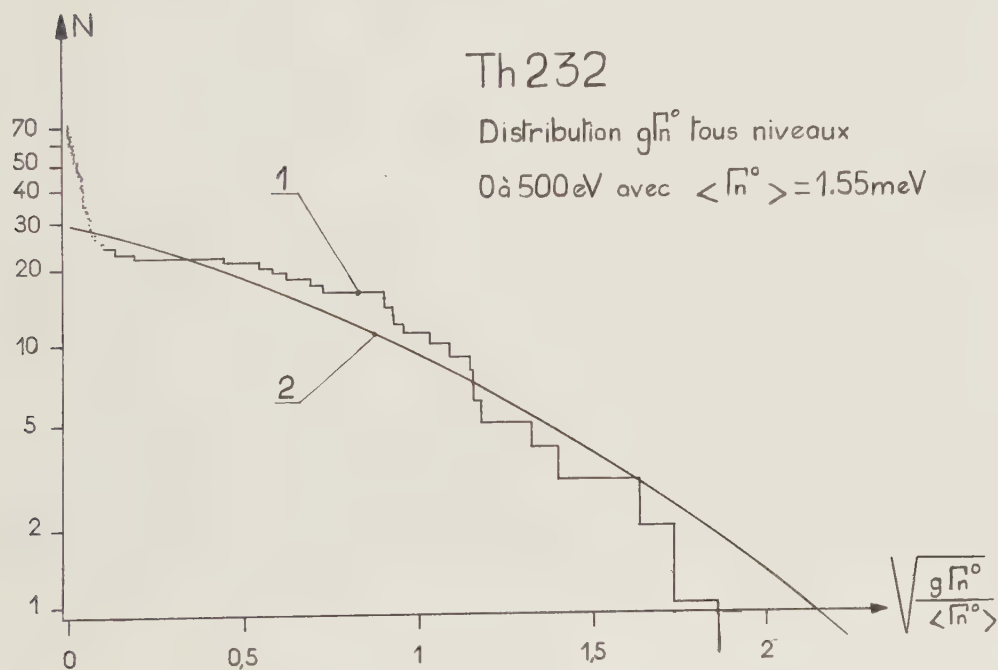
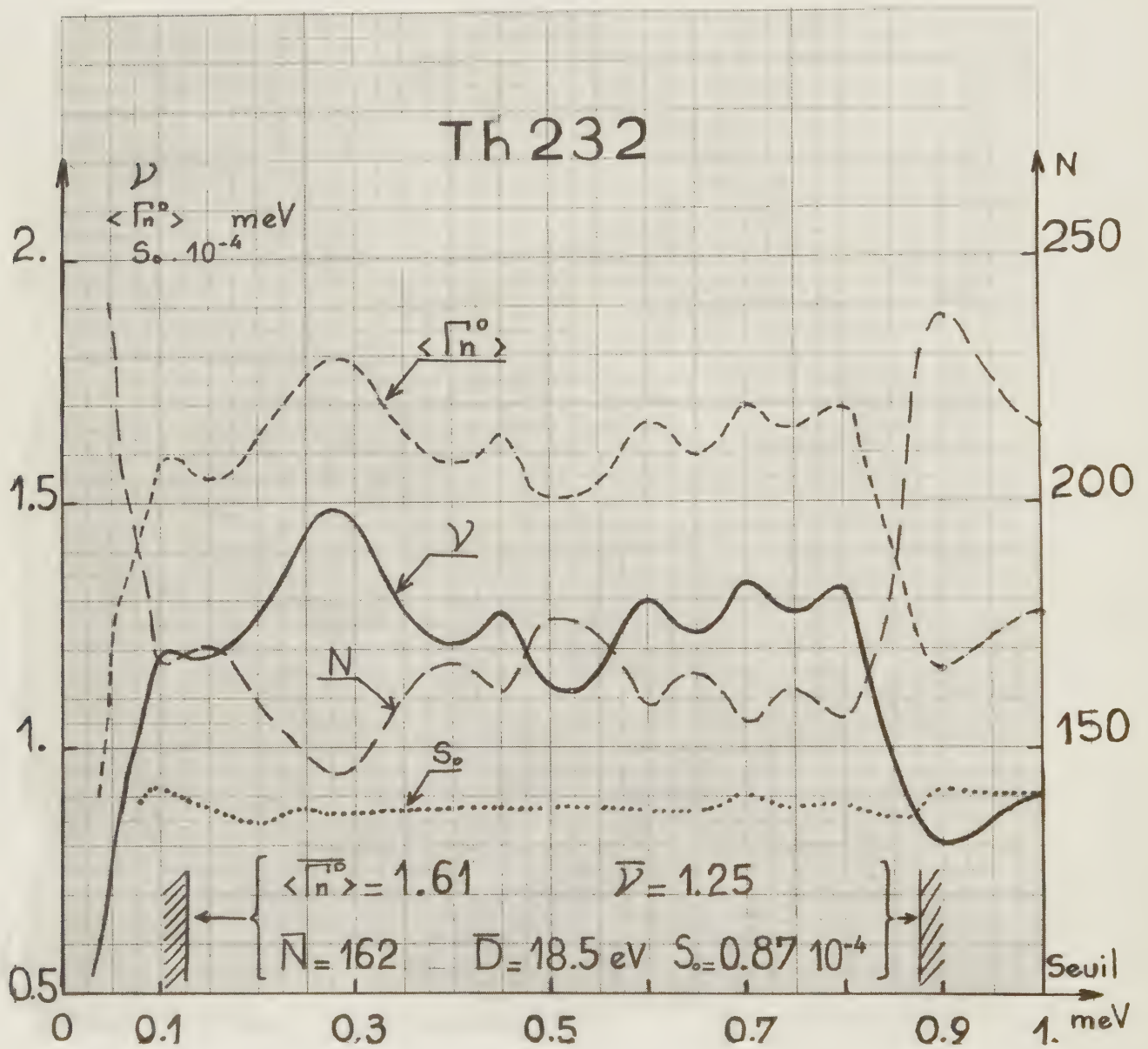


Figure VI.8

Distribution des largeurs neutroniques réduites du ^{232}Th pour tous les niveaux de 0 à 500 eV.

Figure VI.7

Résultats de l'analyse de la distribution des largeurs neutroniques réduites du ^{232}Th par la méthode des moments. Les valeurs obtenues pour $S < 0,1$ meV sont faussées par la présence des niveaux " p ".



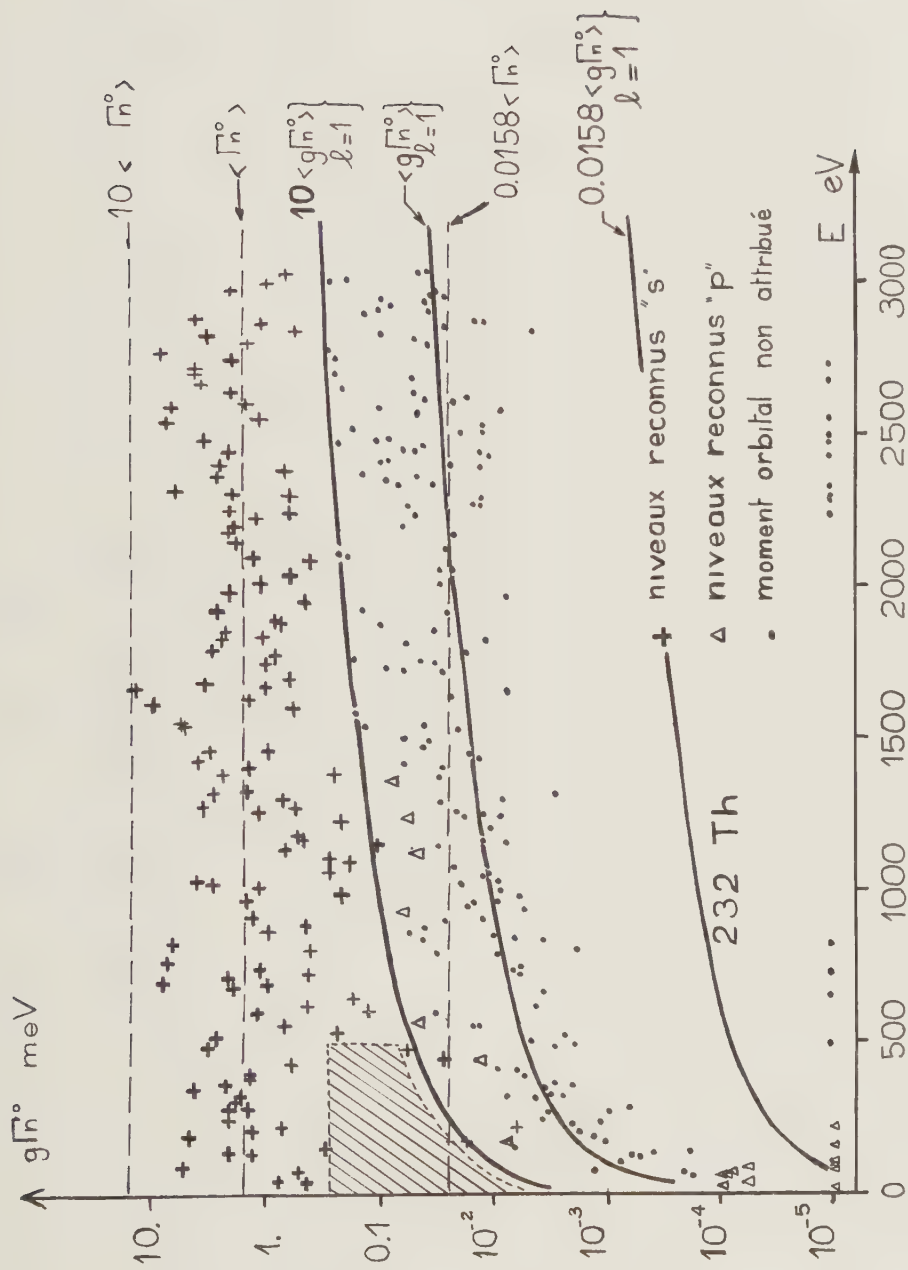


Figure VI.9

Distribution des largeurs neutroniques réduites du ^{232}Th .
 Chaque point représente un niveau, avec son énergie en
 abscisse et sa largeur neutronique réduite en ordonnée.

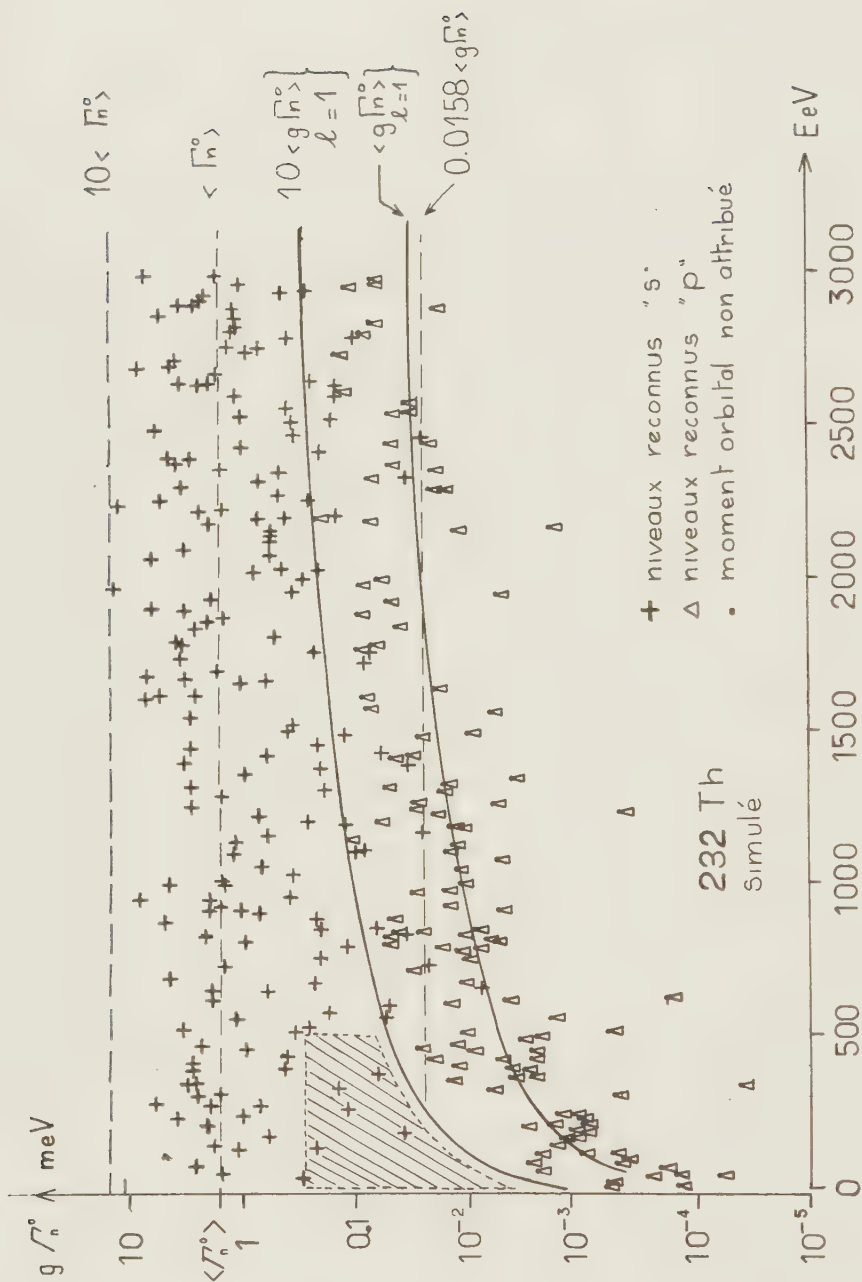


Figure VI.10

Distribution des largeurs neutroniques réduites d'une simulation par méthode de Monte Carlo du ^{232}Th . Chaque point représente un niveau, avec son énergie en abscisse et sa largeur neutronique réduite en ordonnée.

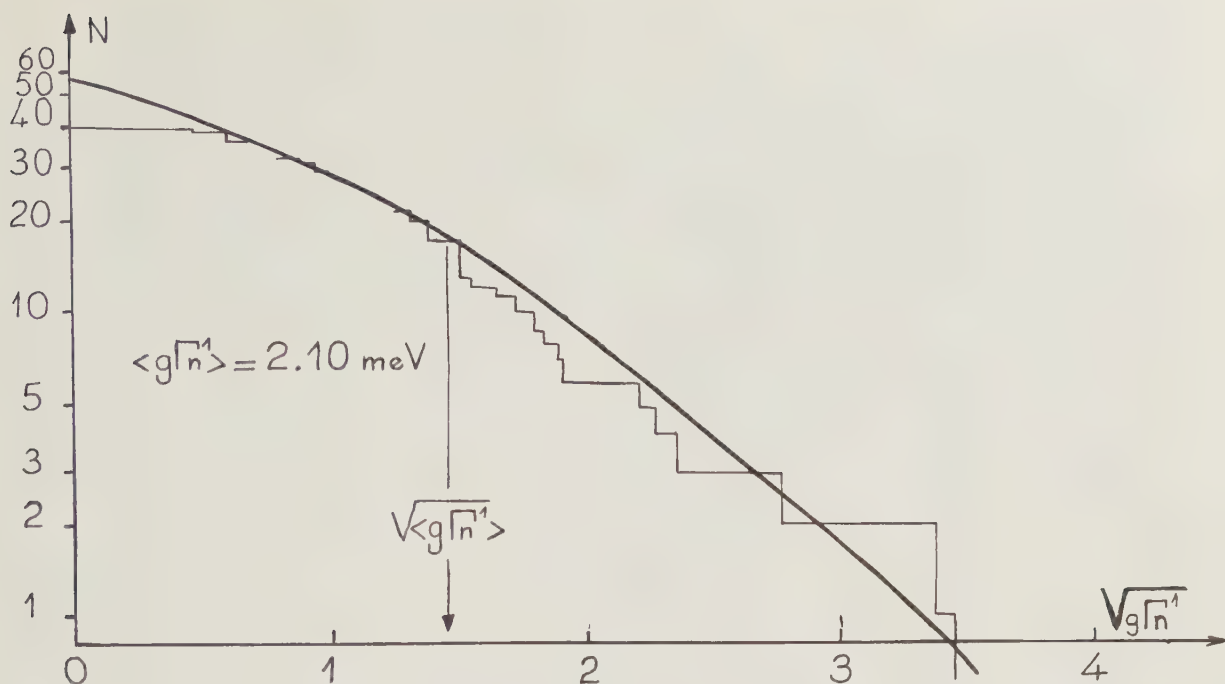


Figure VI.11

Distribution des largeurs neutroniques réduites $g\Gamma_n^1$ des niveaux " p " du ^{232}Th en dessous de 500 eV.

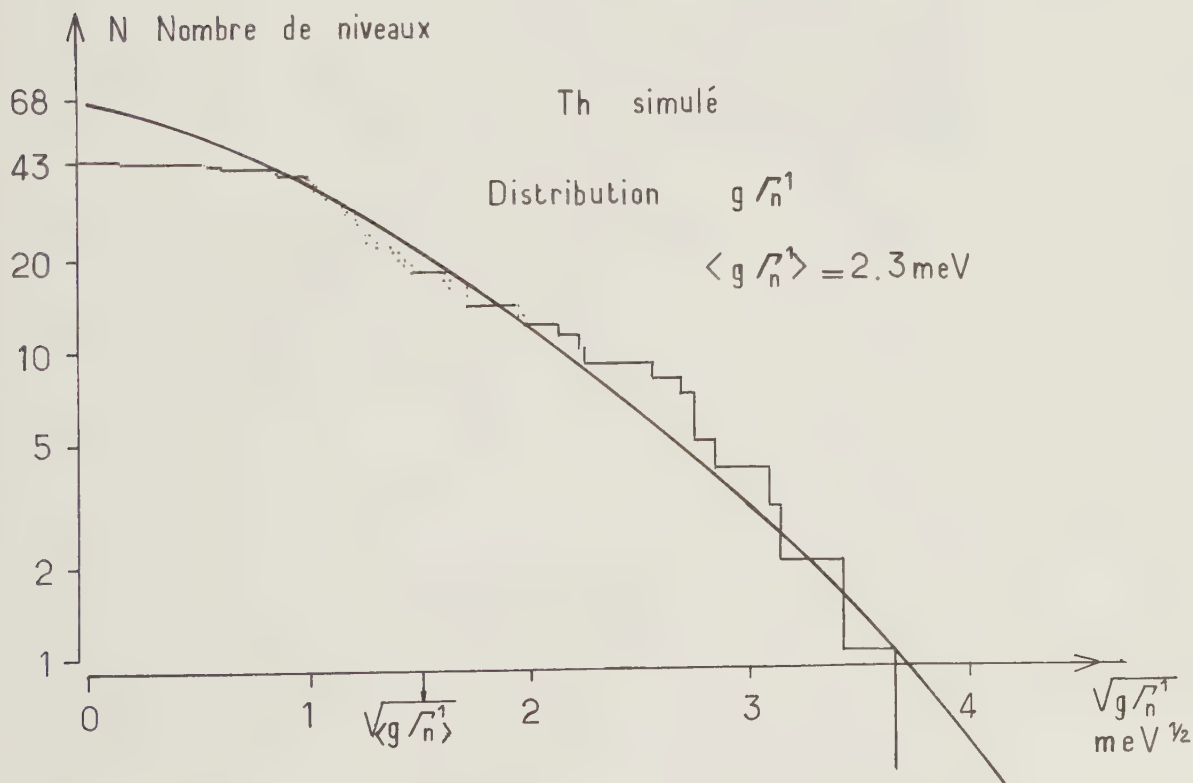


Figure VI.12

Distribution des largeurs neutroniques réduites $g\Gamma_n^1$ des niveaux " p " identifiés, en dessous de 500 eV, d'après une expérience simulée de transmission du ^{232}Th .

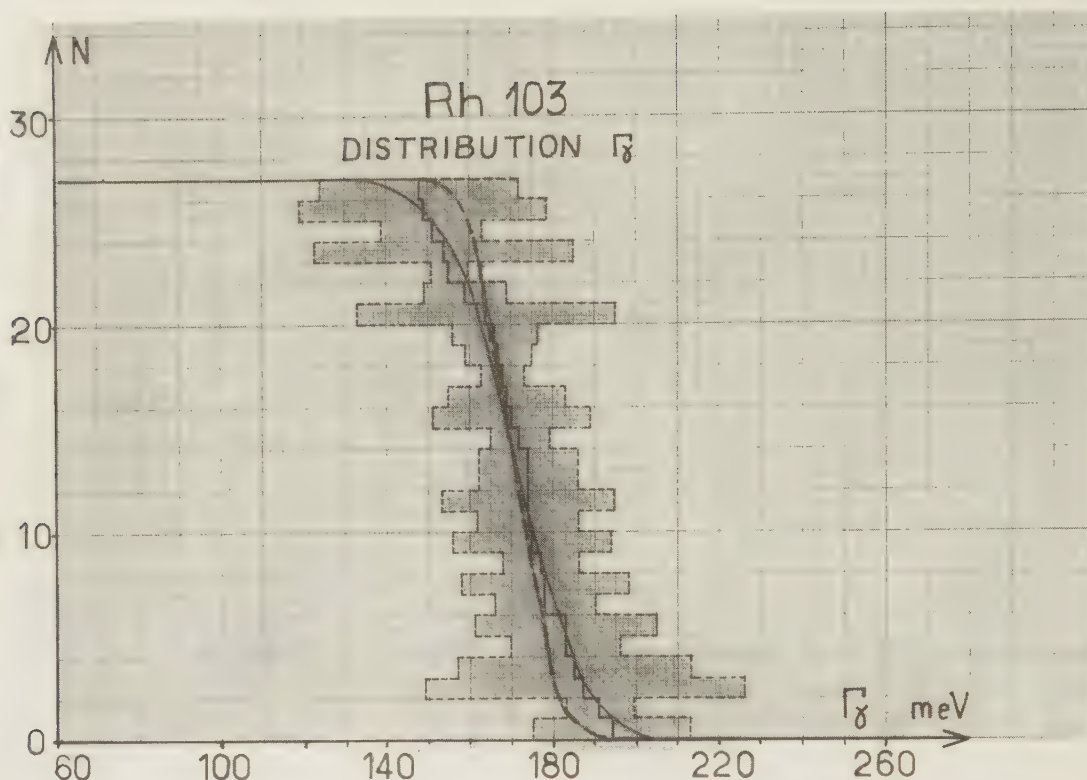


Figure VI.13

Distribution des largeurs radiatives du ^{103}Rh . L'histogramme représente la distribution expérimentale ; la courbe en trait plein est la gaussienne équivalente à la loi en χ^2 à 320 degrés de liberté représentant la meilleure description de cet histogramme. La courbe en tirets est la gaussienne équivalente à la loi en χ^2 avec $\nu_{\text{eq}} = 900$ (distribution corrigée des erreurs expérimentales).

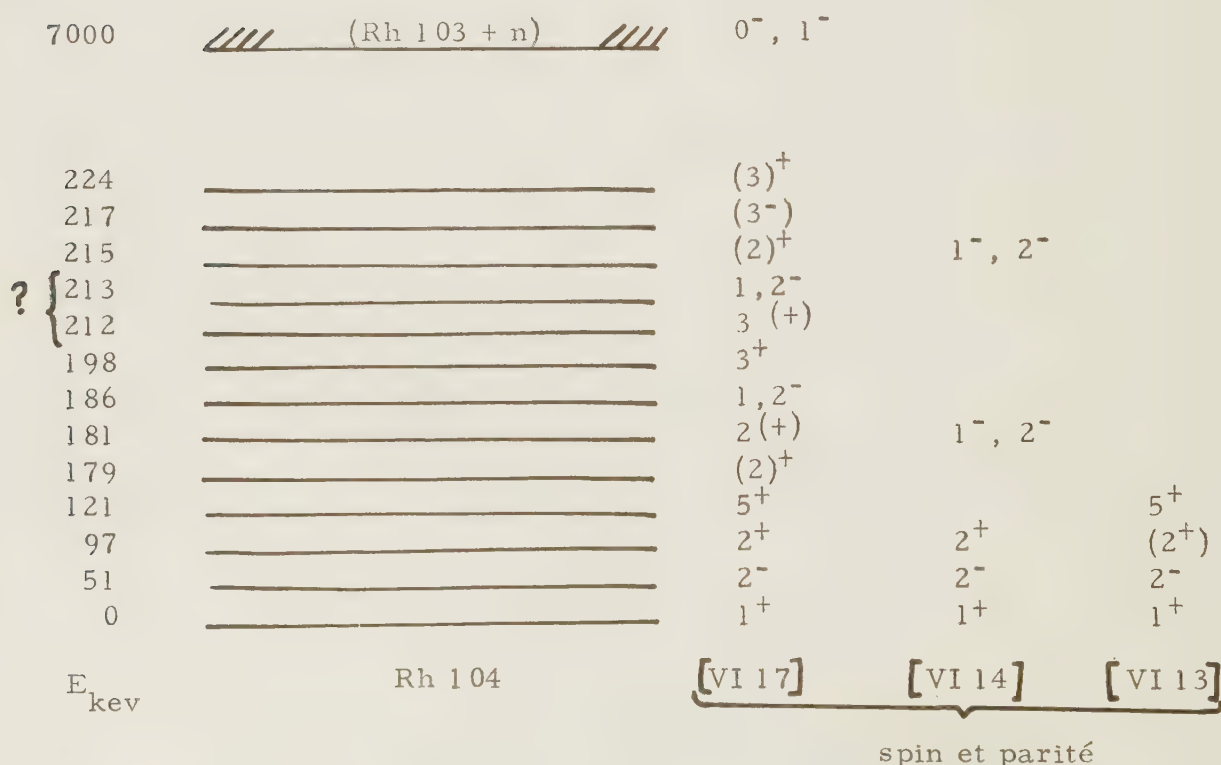


Figure VI.14

Schéma des premiers niveaux excités du ^{104}Rh d'après différents auteurs / VI.13, VI.14 et VI.17 /.

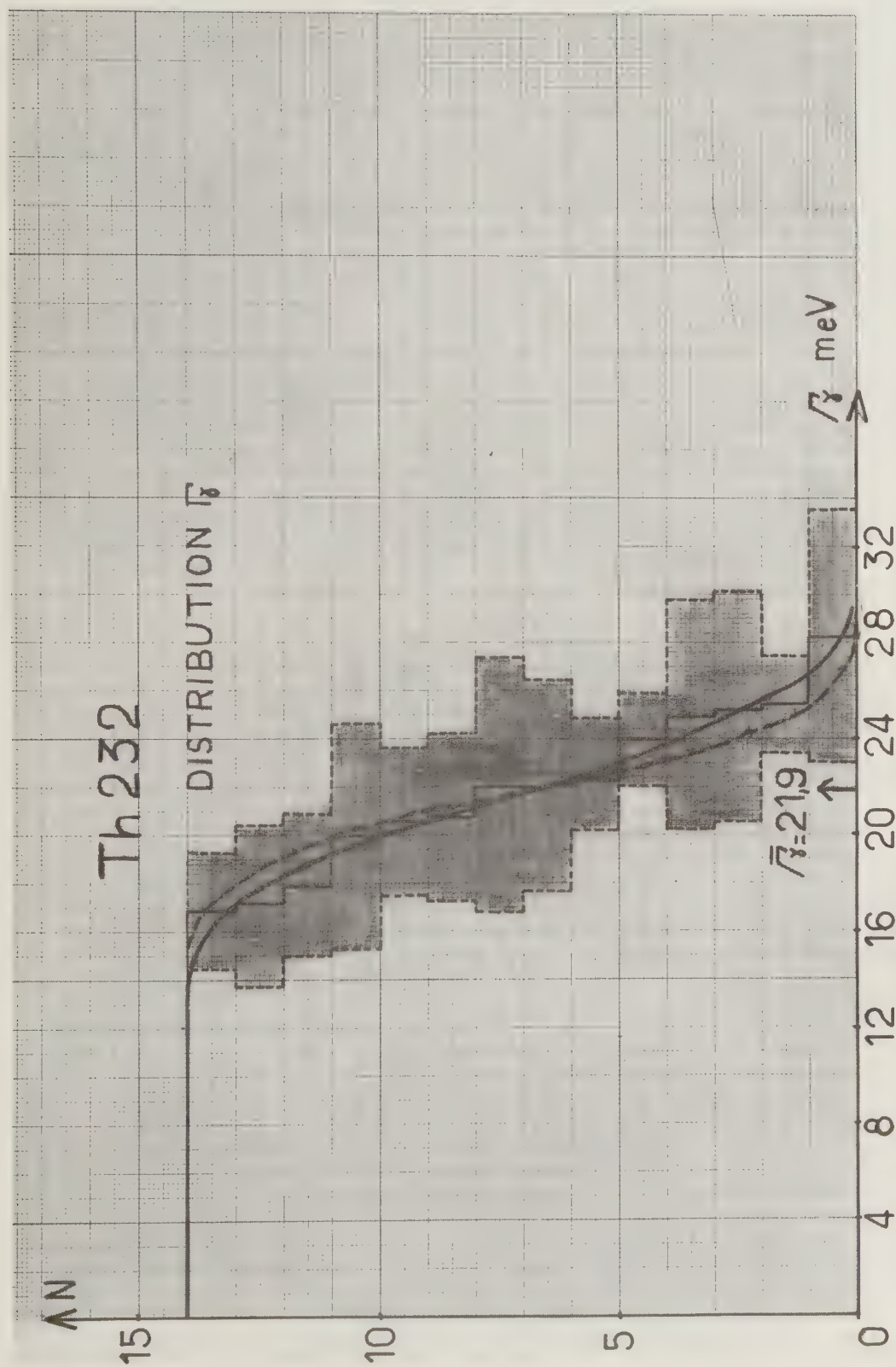


Figure VI.15

Distribution des largeurs radiatives du ^{232}Th . L'histogramme représente la distribution expérimentale ; la courbe en trait plein est la loi en χ^2 à 80 degrés de liberté. La courbe en tirets est la loi en χ^2 avec $\nu_{eq} = 150$ et correspond à la distribution corrigée des erreurs expérimentales.

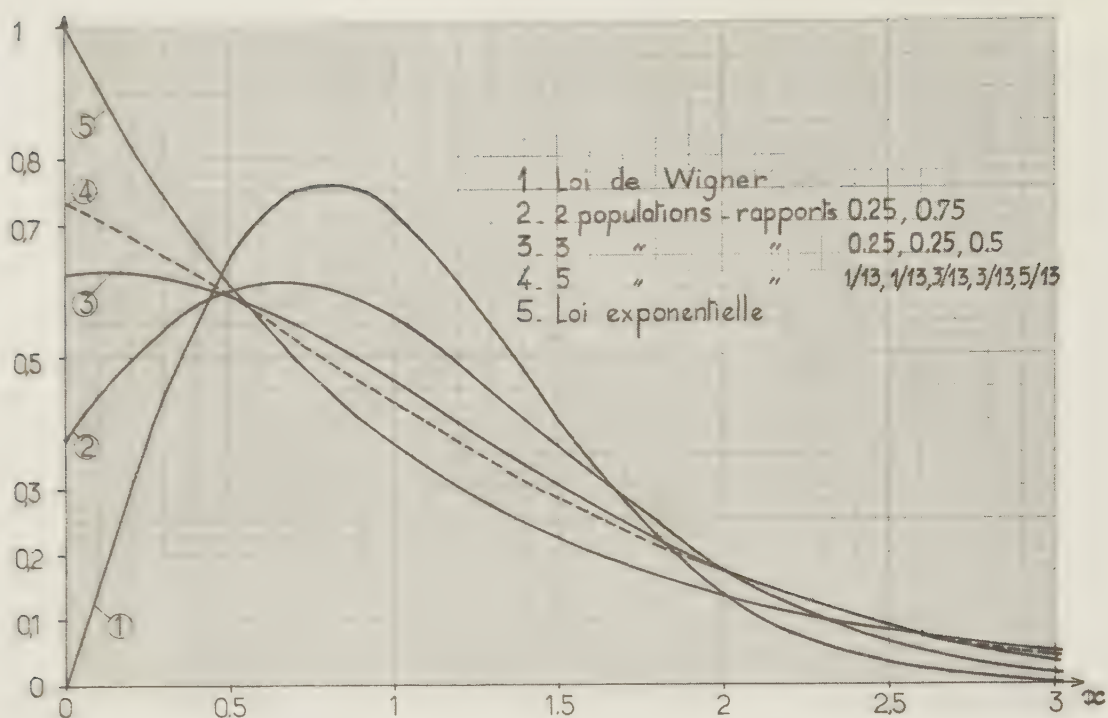


Figure VI.16

Distribution théorique des espacements résultant du mélange de plusieurs populations suivant chacune la loi de Wigner.

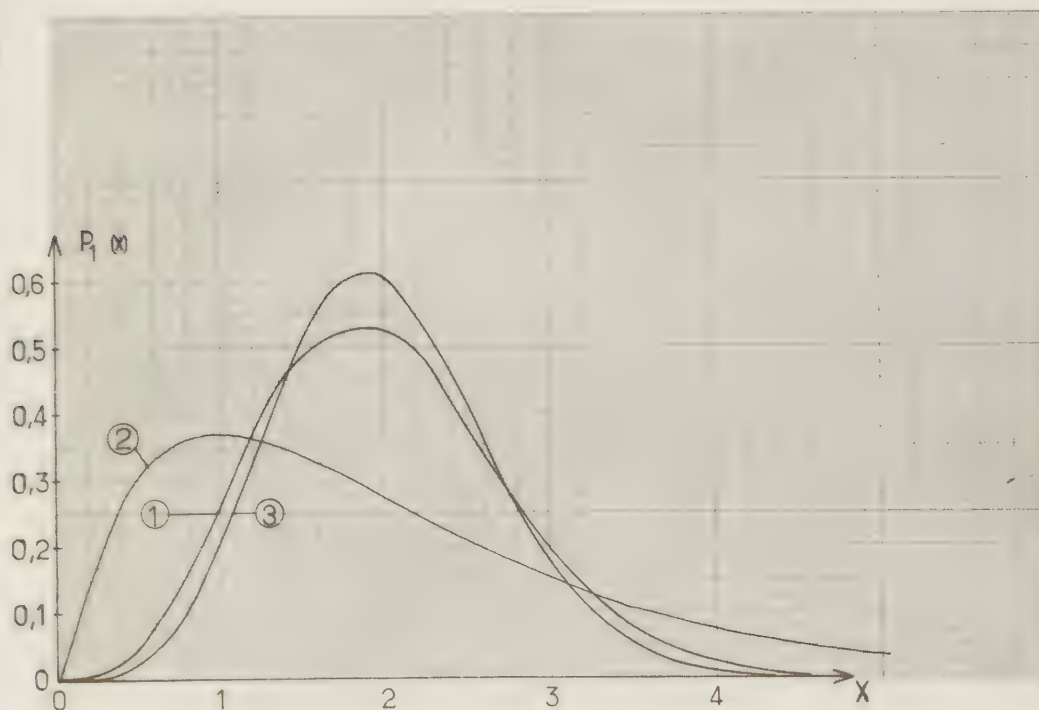


Figure VI.17

Distribution théorique des espacements des niveaux séparés par un autre niveau.

- 1) en supposant que l'espacement des niveaux adjacents est donné par la loi de Wigner et en supposant les espacements voisins indépendants.
- 2) idem, mais avec une loi exponentielle.
- 3) distribution calculée par Kahn / VI.29 /.

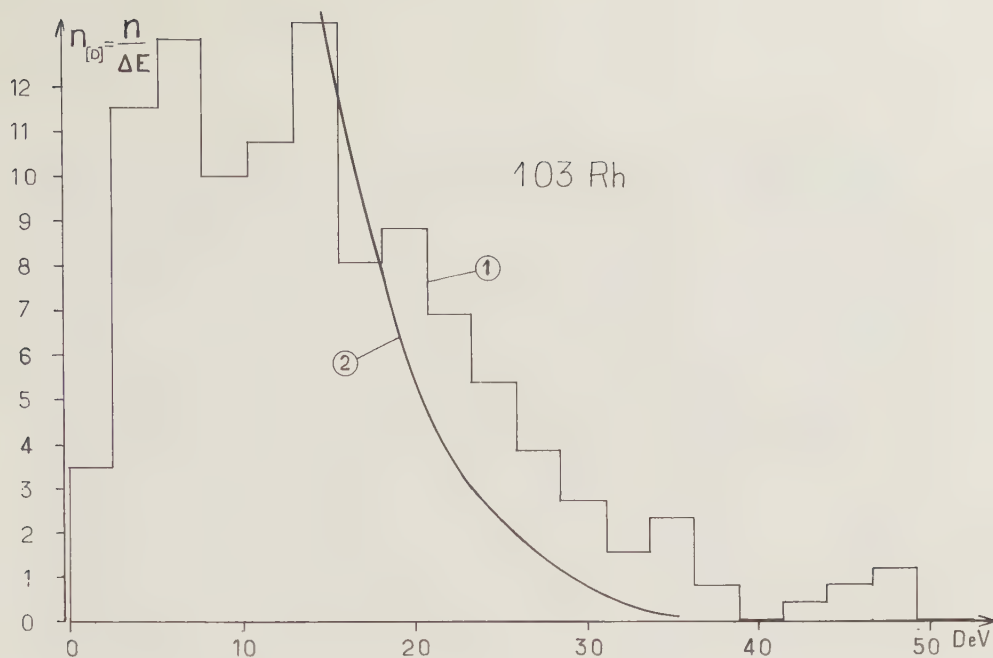


Figure VI.18

Distribution des espacements des niveaux identifiés du ^{103}Rh de 0 à 4 139 eV (histogramme 1). La courbe 2 représente la distribution théorique des espacements dans le cas de 5 populations (en supposant donc que tous les niveaux " s " et " p " sont identifiés).

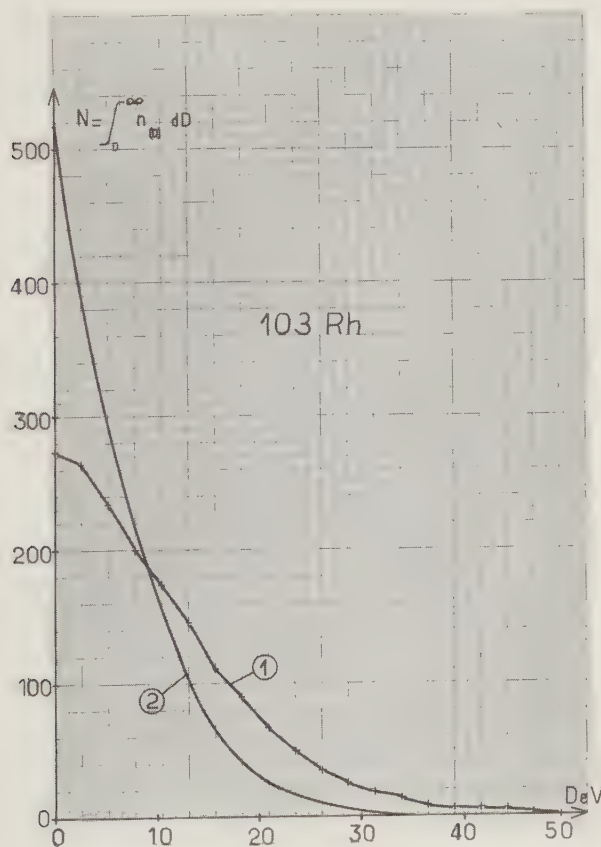


Figure VI.19

Distribution intégrale des espacements des niveaux du ^{103}Rh : $(N = \sum_D^\infty n(D))$ (courbe 1). La courbe 2 est la loi théorique correspondant aux 5 familles de niveaux " s " et " p " du ^{103}Rh .

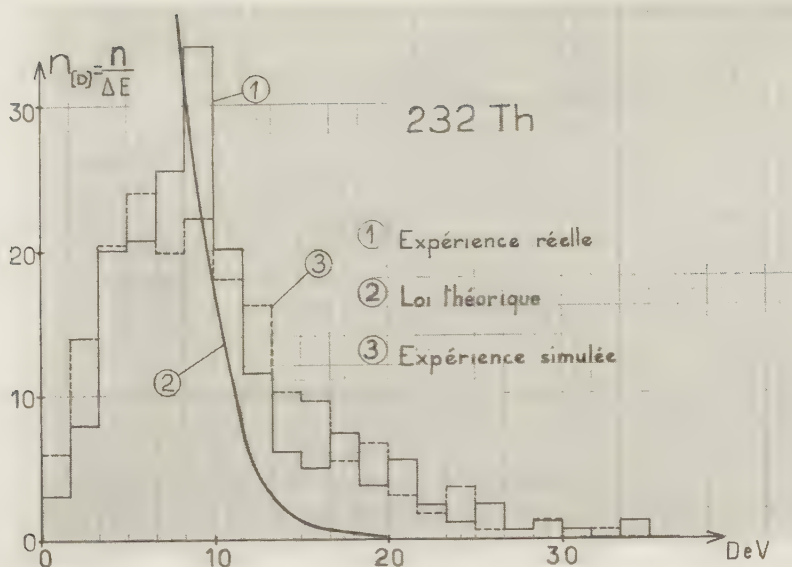


Figure VI.20

Distribution des espacements des niveaux du ^{232}Th .

- 1) histogramme expérimental
- 2) loi théorique (3 populations indépendantes de niveaux)
- 3) histogramme du "thorium simulé".

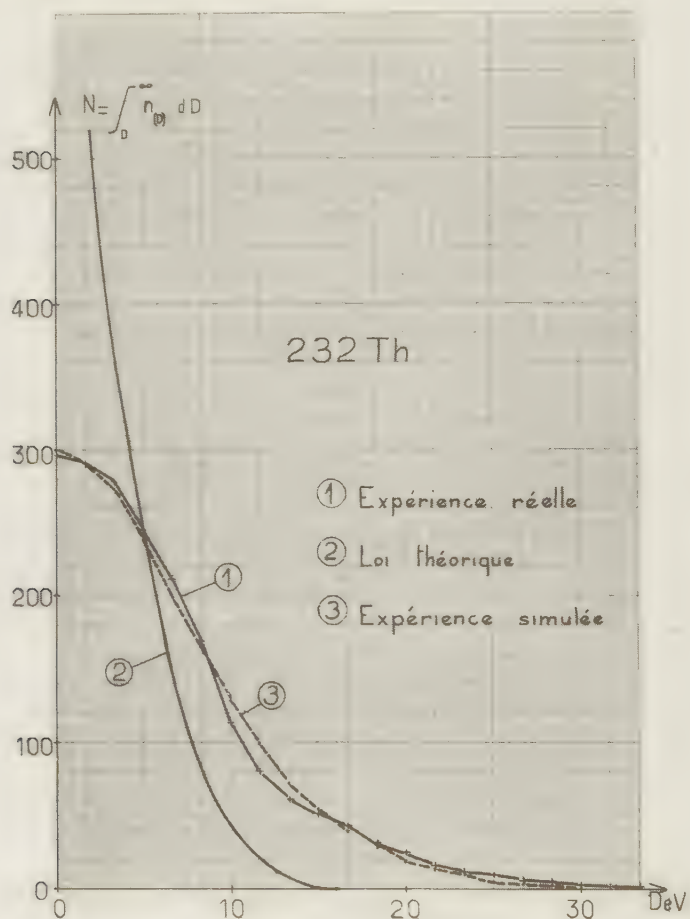


Figure VI.21

Distribution intégrale des espacements des niveaux du ^{232}Th .

- 1) distribution expérimentale
- 2) loi théorique
- 3) distribution du "thorium simulé"

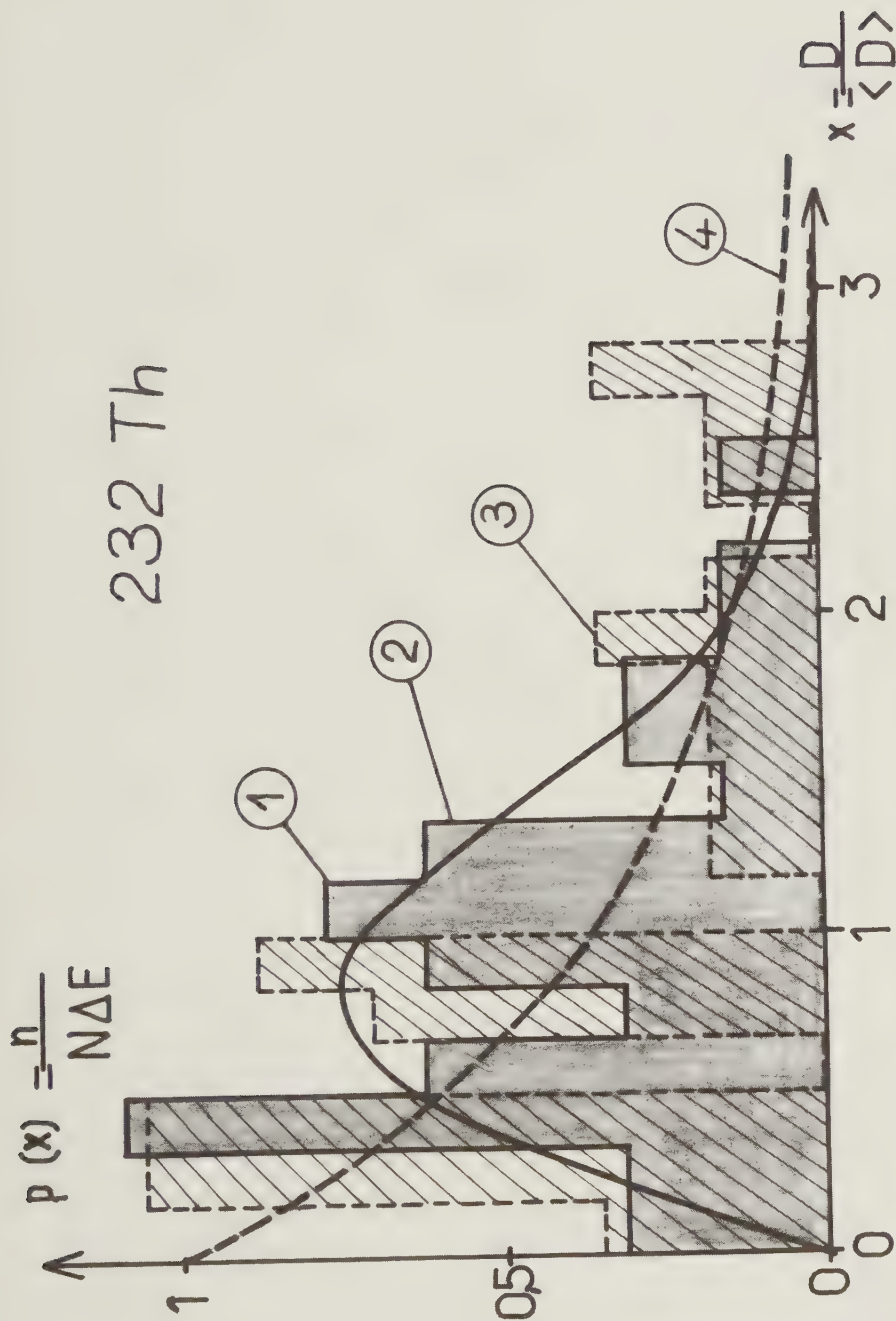


Figure VI.22

Distribution des espacements des niveaux " s " du ^{232}Th de 0 à 750 eV.

- 1) distribution expérimentale.
- 2) loi de Wigner.
- 3) distribution de thorium simulé en supposant que les espacements sont distribués suivant une loi exponentielle.
- 4) loi exponentielle.

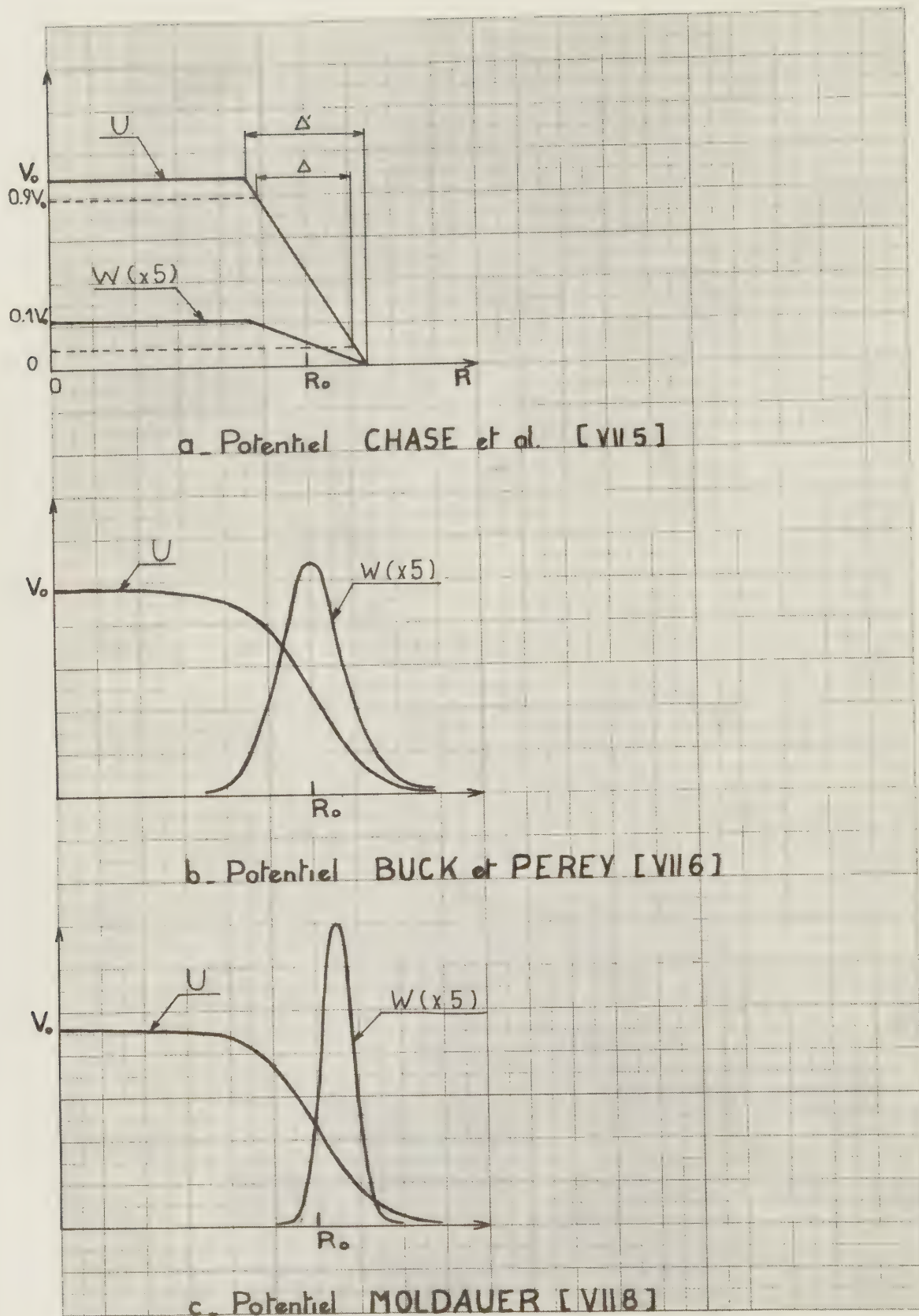


Figure VII.1

Exemples de formes de potentiels optiques utilisés par différents auteurs ; U est la partie réelle, W la partie imaginaire.

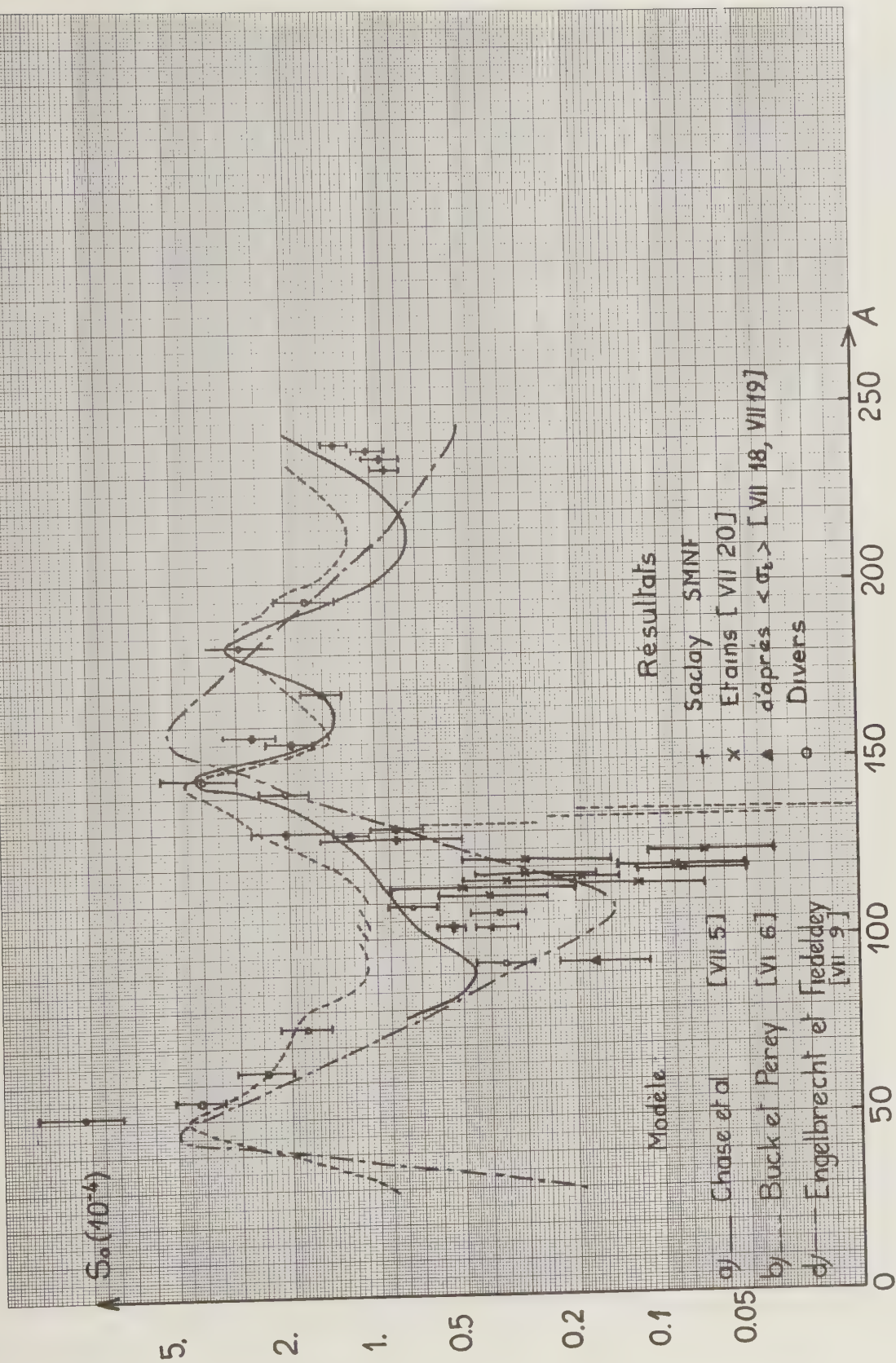


Figure VII.2

Fonction densité S_0 en fonction du nombre de masse. Les courbes représentent les valeurs calculées avec différents modèles ; nous avons porté quelques résultats expérimentaux (autre nos résultats, quelques valeurs parmi les plus précises ou les plus caractéristiques).

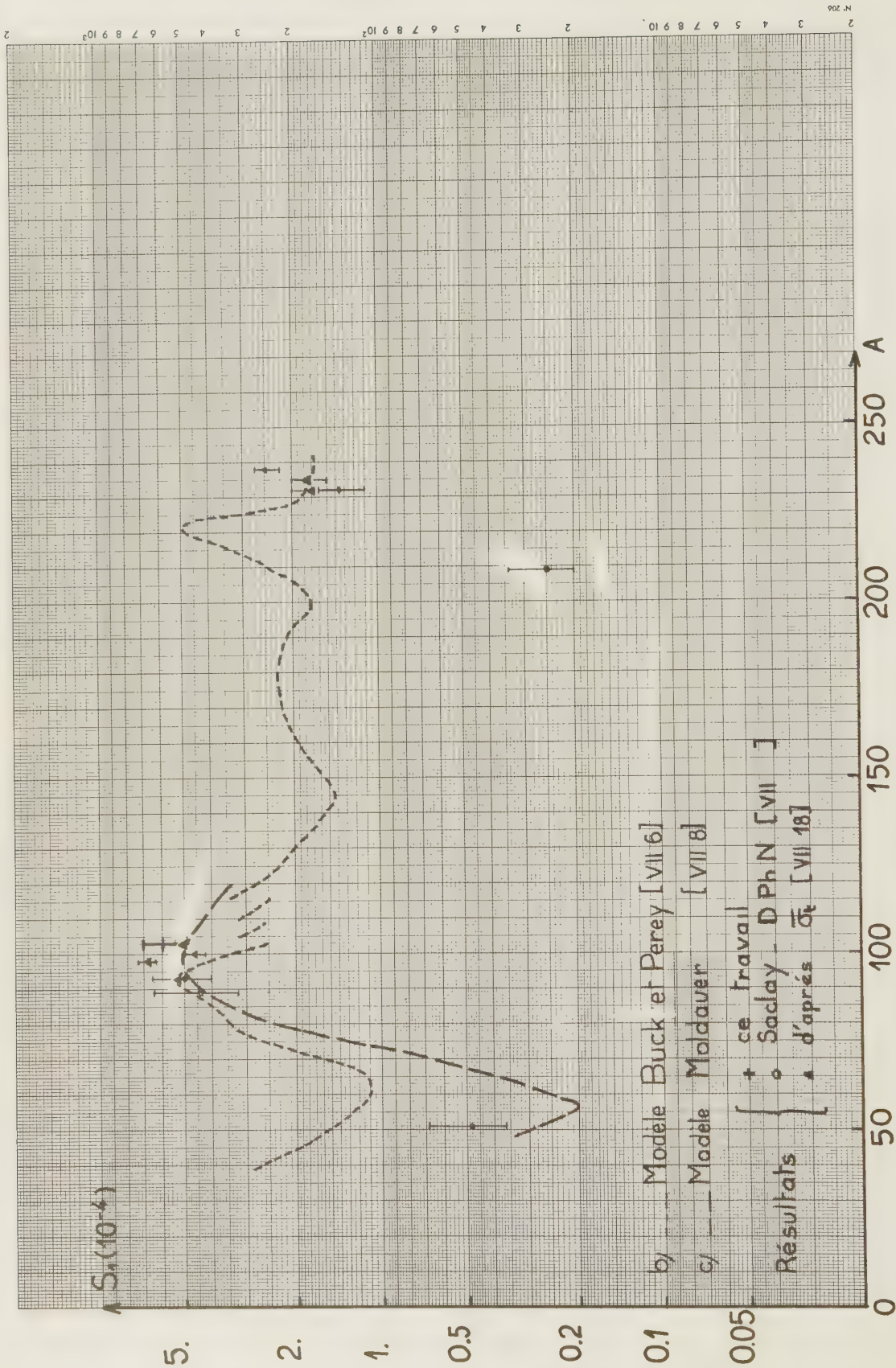


Figure VII.3

Fonction densité S_1 en fonction du nombre de masse. Ces courbes représentent les valeurs calculées aux différents modèles ; nous avons porté quelques résultats expérimentaux.

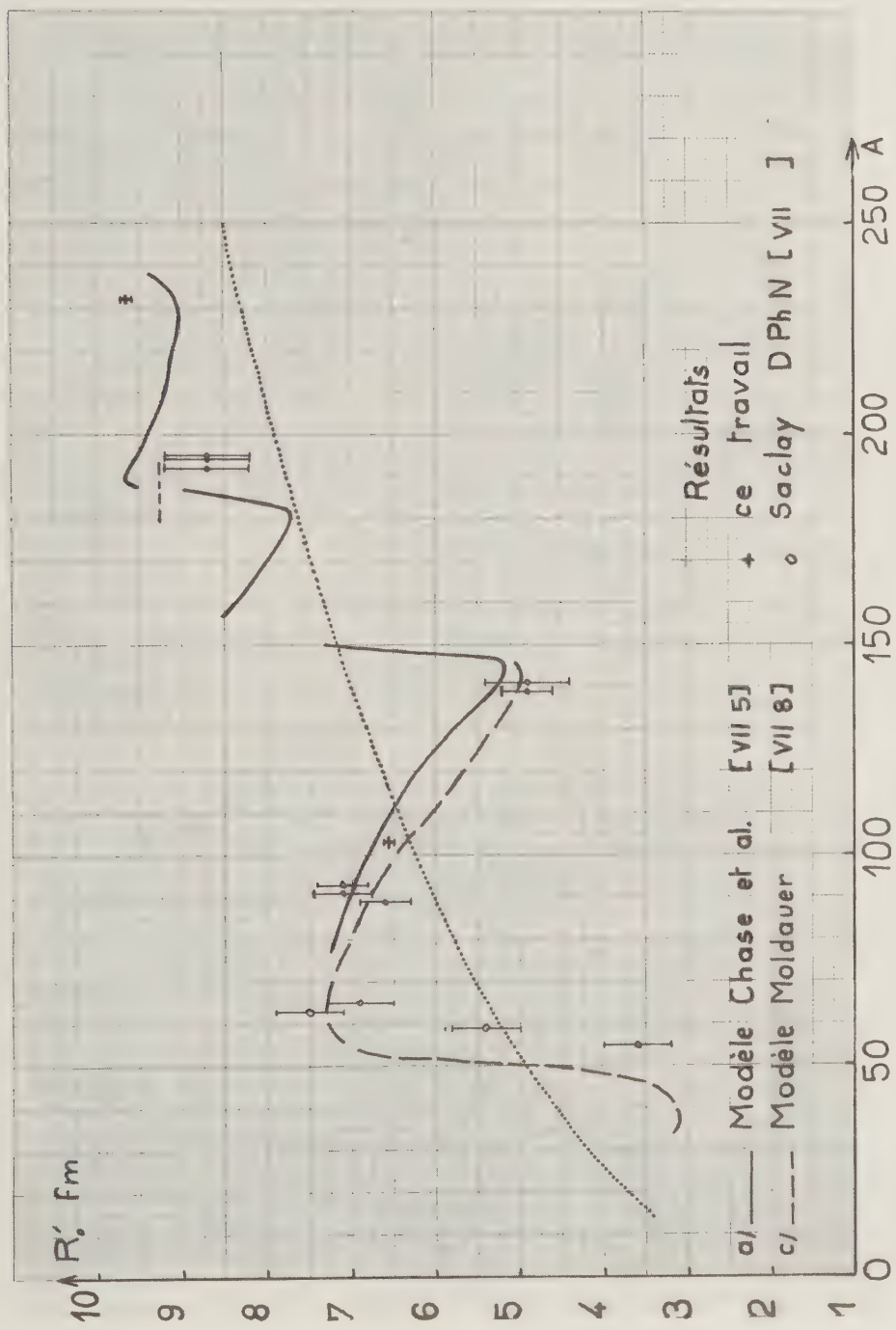


Figure VII.4
 Rayon effectif R' en fonction du nombre de masse. Les courbes représentent les valeurs calculées avec différents modèles ; nous avons porté quelques résultats expérimentaux.

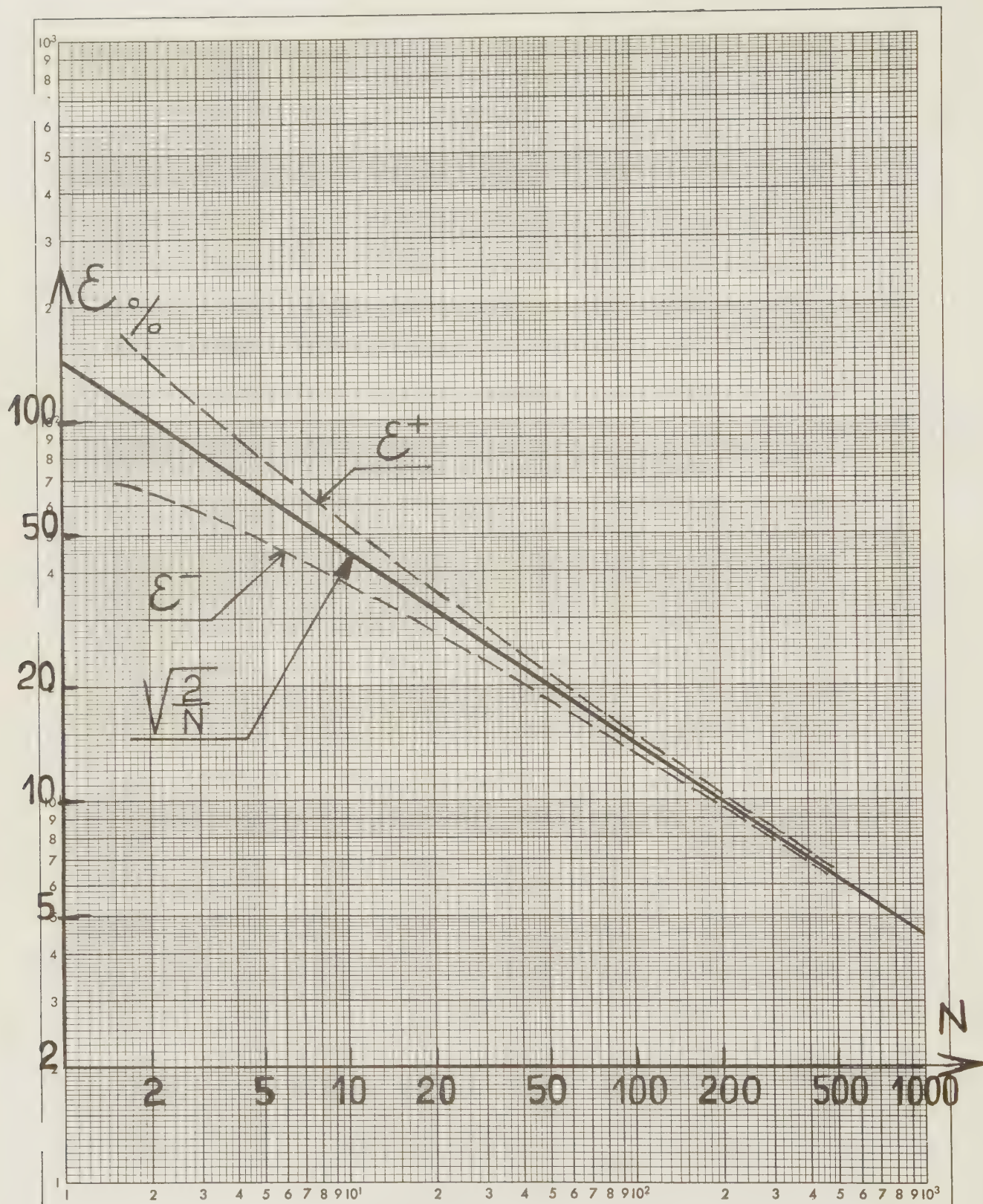


Figure VII.5

Erreur relative sur la valeur moyenne de $g \left[n^0 \right]$ en fonction du nombre de niveaux étudiés ; cette erreur, en moyenne égale à $\sqrt{2/N}$, est asymétrique

$$\langle g \left[n^0 \right] \rangle_{\text{vrai}} = \langle g \left[n^0 \right] \rangle_{\text{exp}} (1 \pm \frac{\epsilon^+}{\epsilon^-})$$

En première approximation, cette erreur est celle sur la fonction densité.

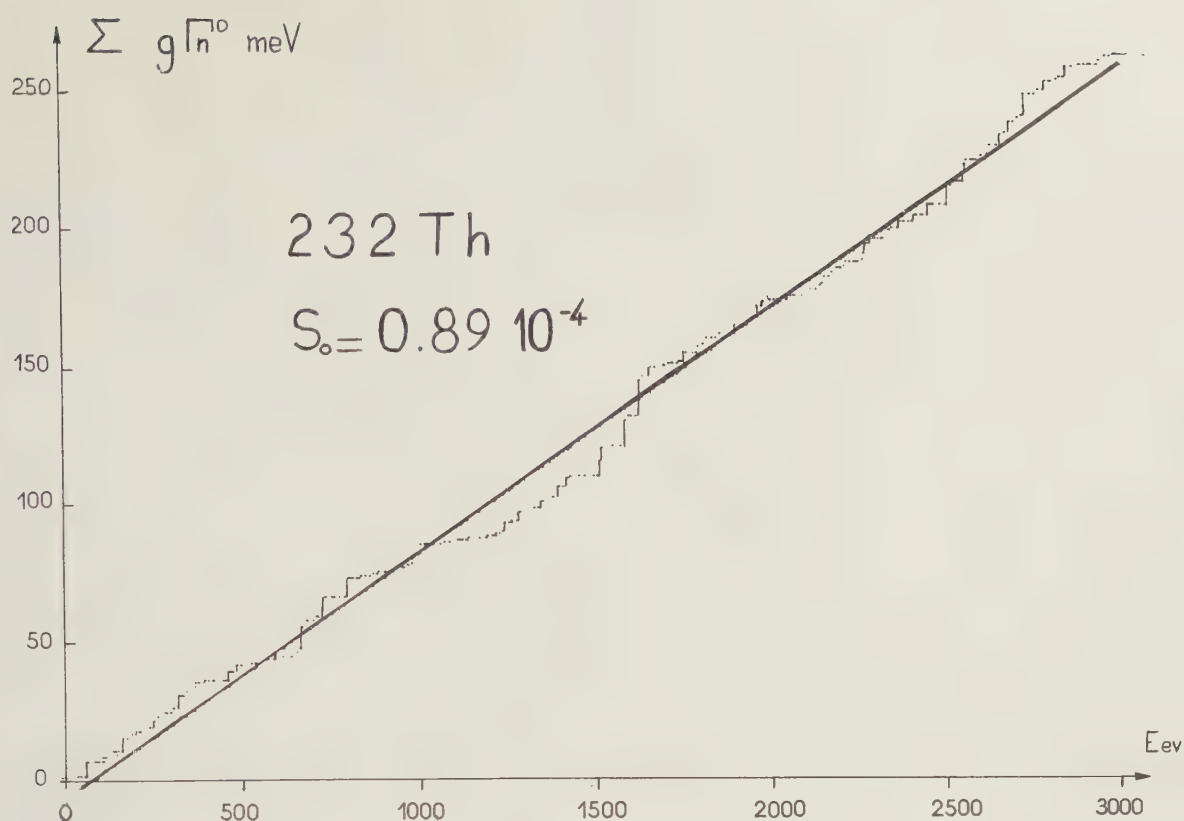


Figure VII.6

Somme des largeurs neutroniques réduites du ^{103}Rh en fonction de l'énergie.

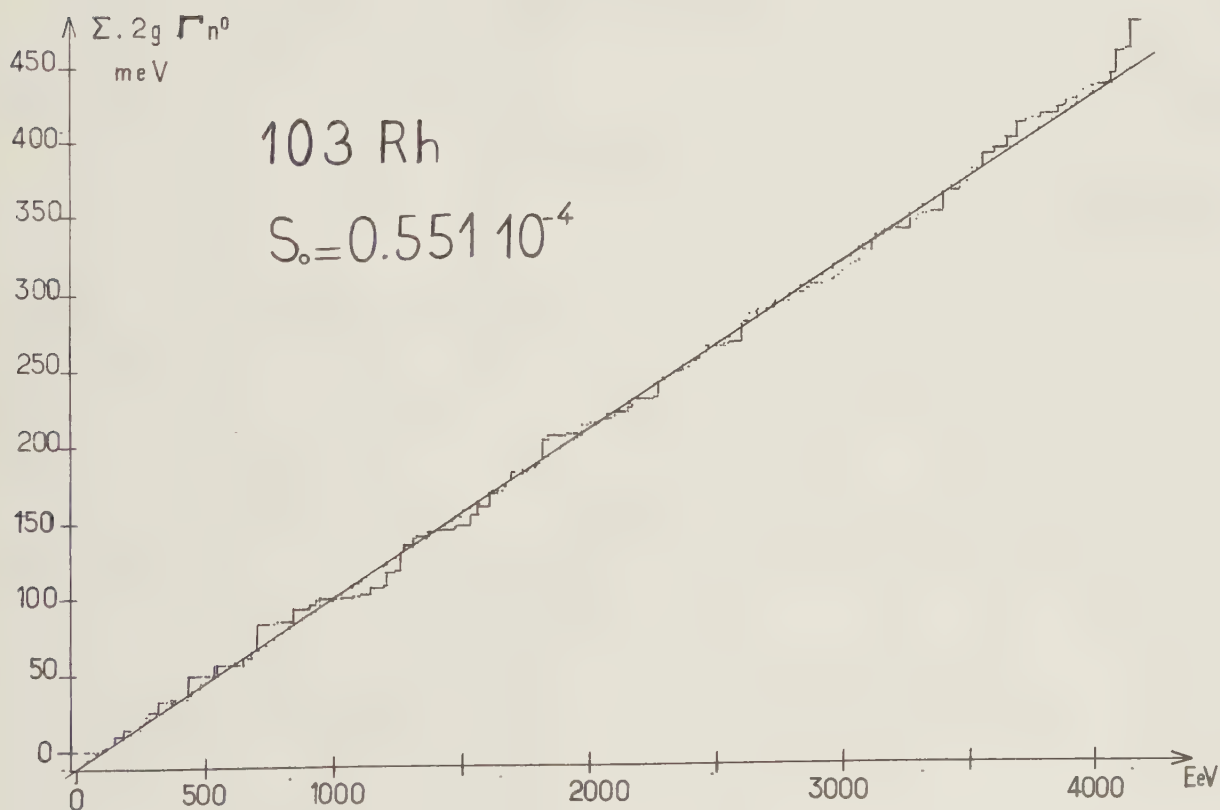


Figure VII.7

Somme des largeurs neutroniques réduites du ^{232}Th en fonction de l'énergie.

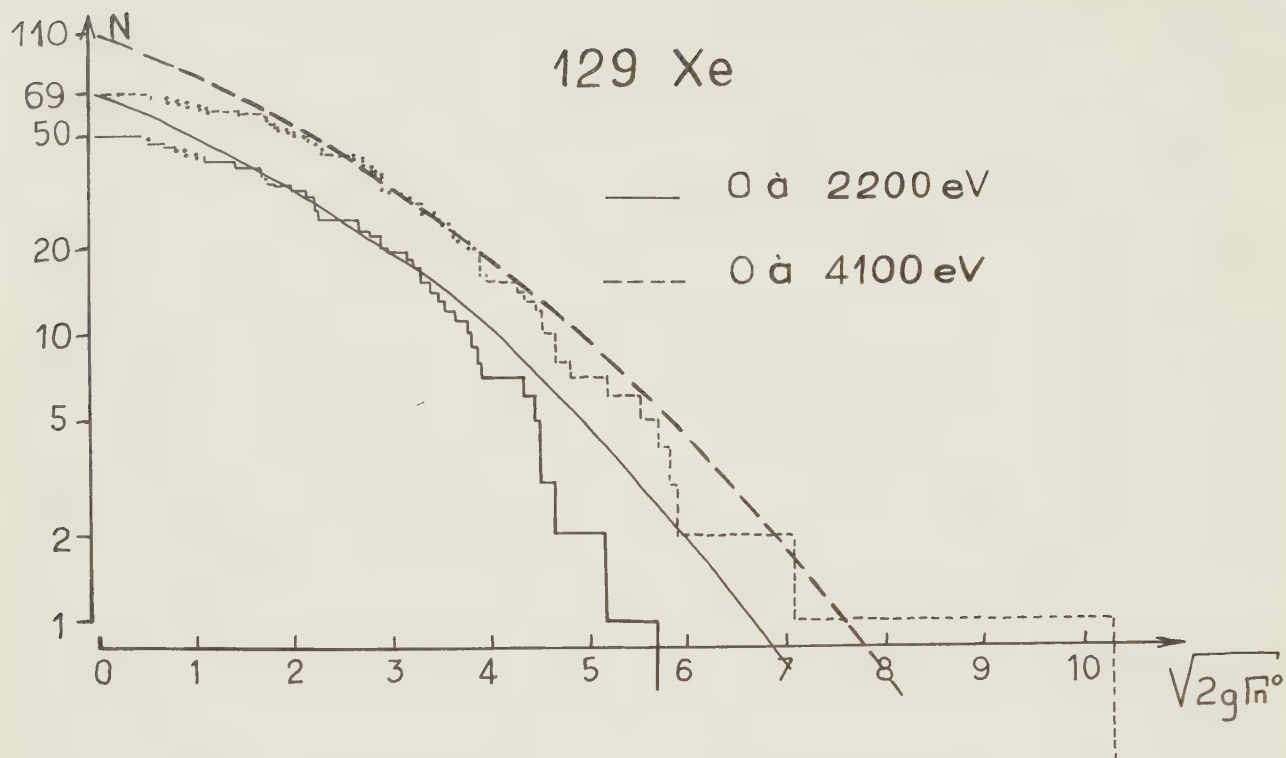


Figure VII.8

Distribution des largeurs neutroniques réduites du ^{129}Xe .

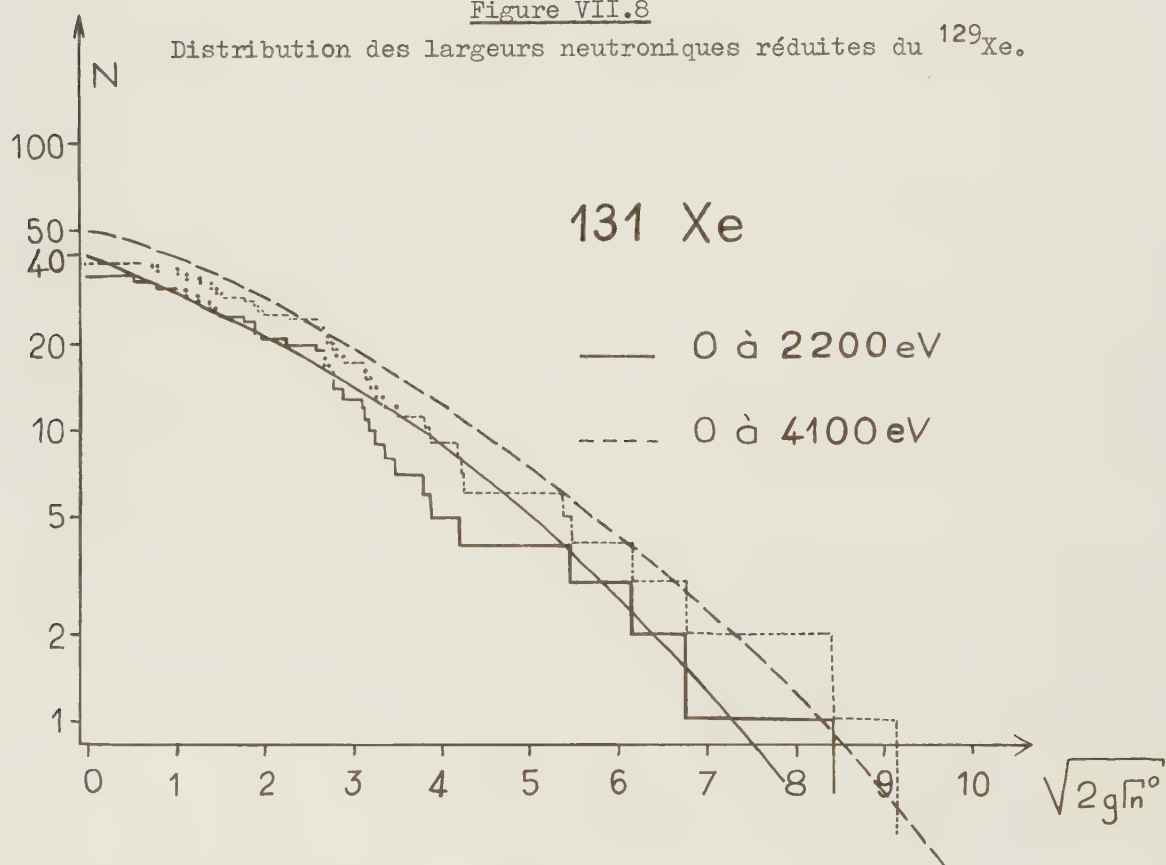


Figure VII.9

Distribution des largeurs neutroniques réduites du ^{131}Xe .

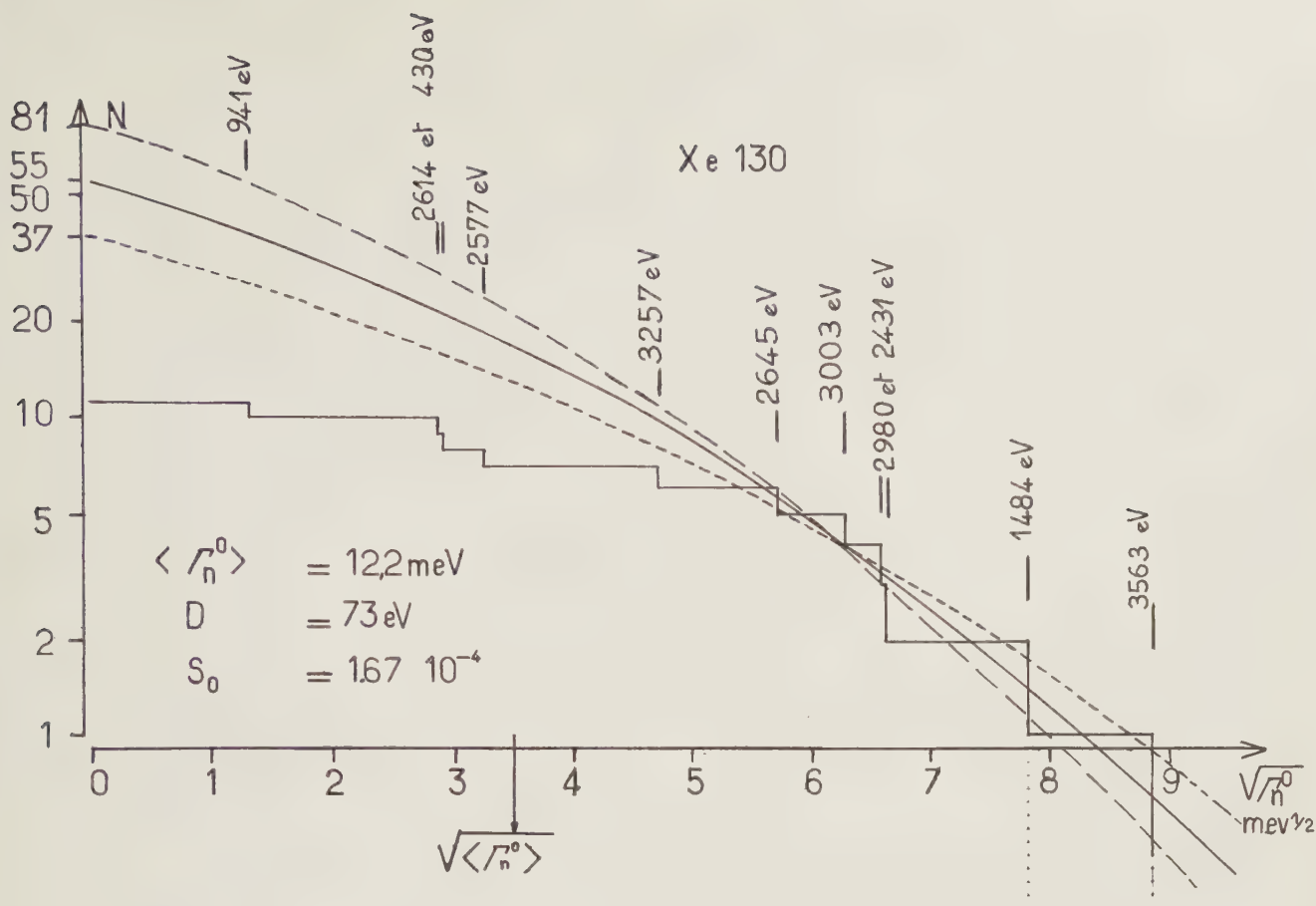


Figure VII.9 bis
Distribution des largeurs neutroniques réduites du ^{130}Xe .

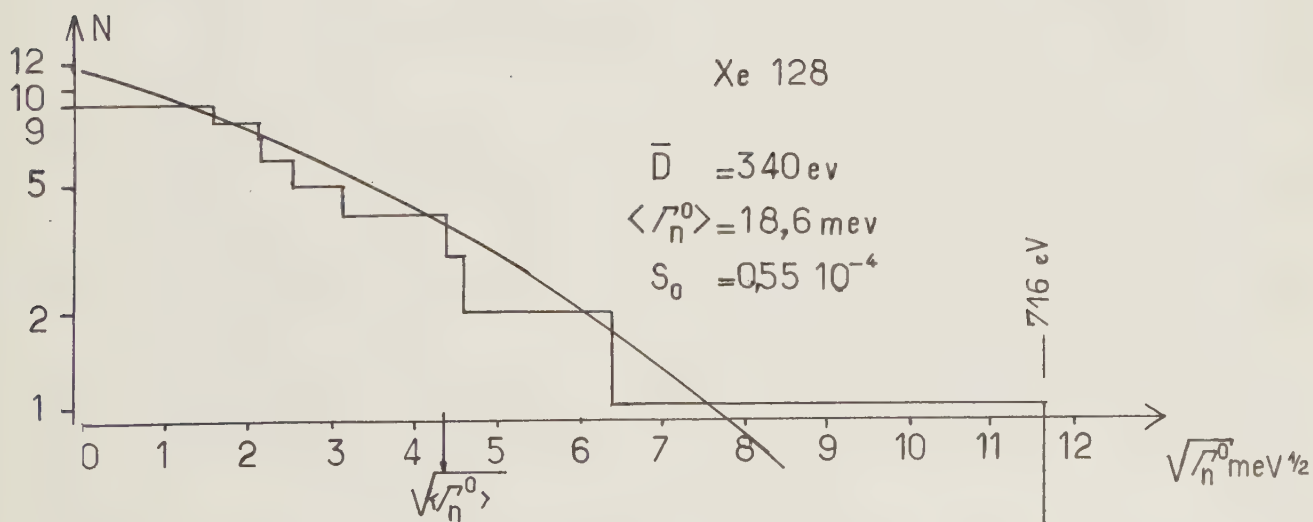


Figure VII.10
Distribution des largeurs neutroniques réduites du ^{128}Xe .

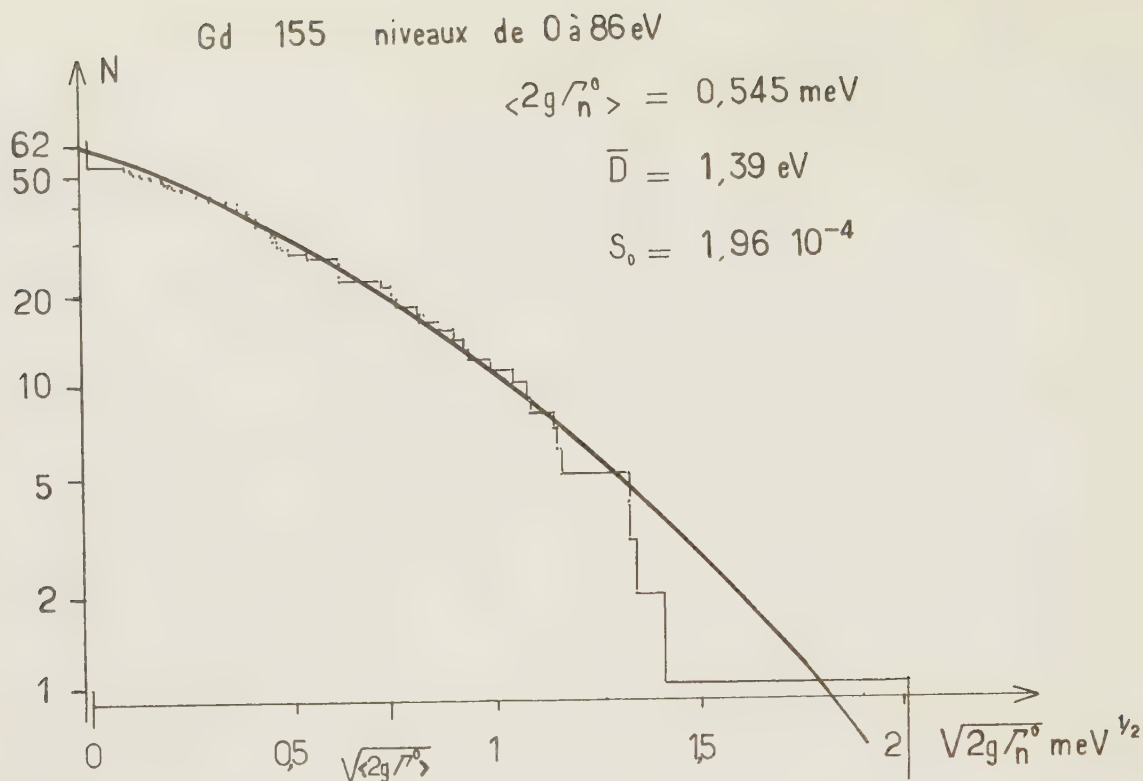


Figure VII.11

Distribution des largeurs neutroniques réduites du ^{155}Gd .

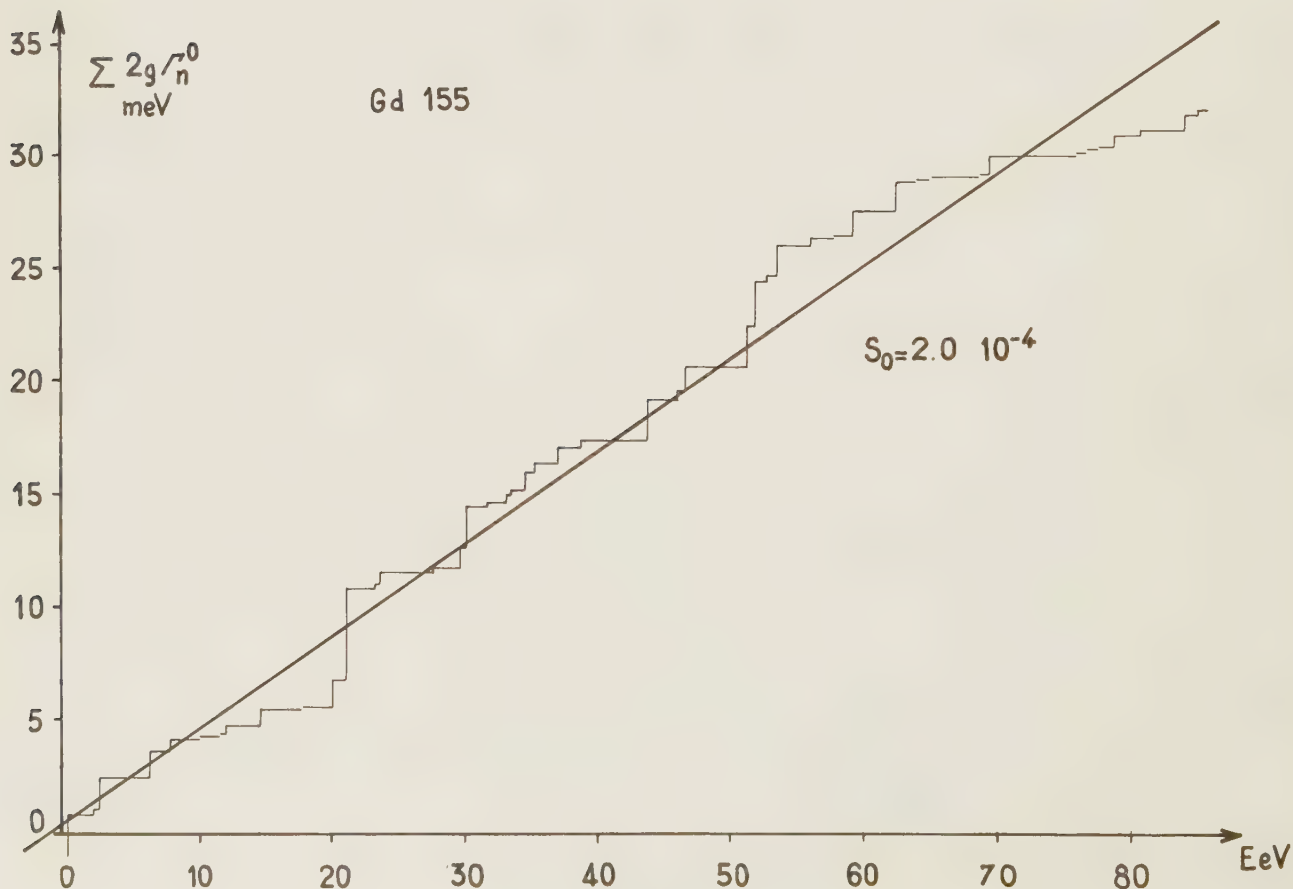


Figure VII.12

Somme des largeurs neutroniques réduites du ^{155}Gd en fonction de l'énergie.

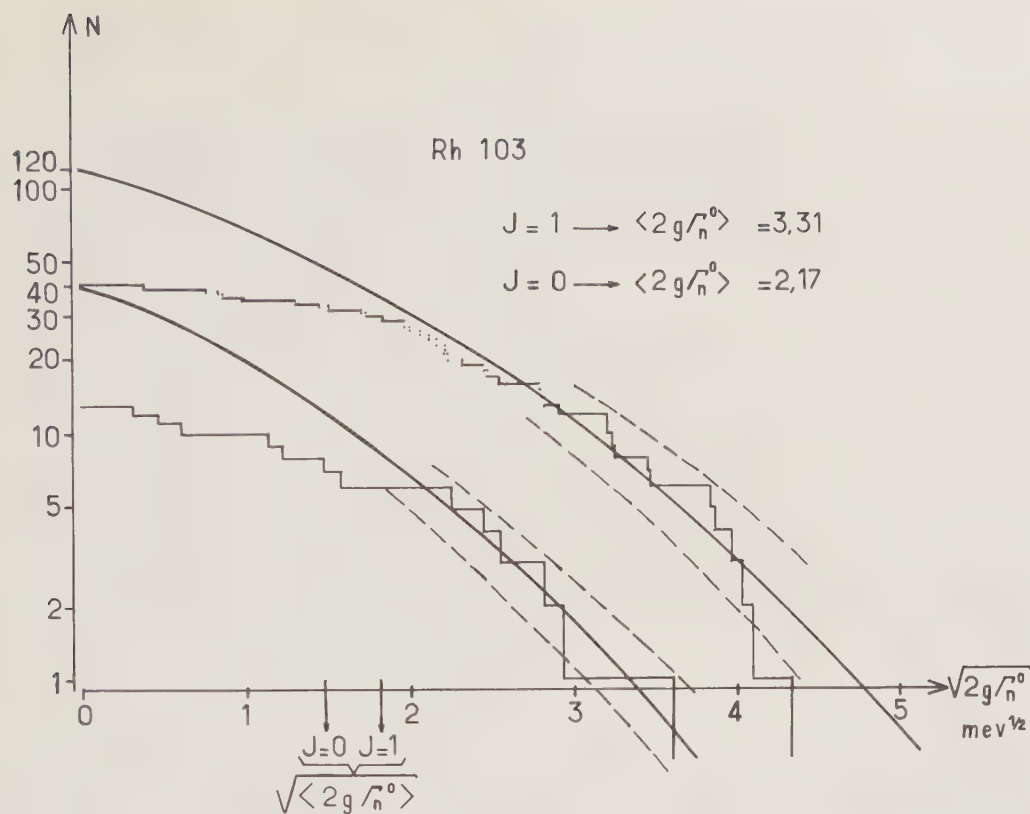


Figure VII.14

Distribution des largeurs neutroniques réduites des niveaux du ^{103}Rh dont le spin a été identifié.

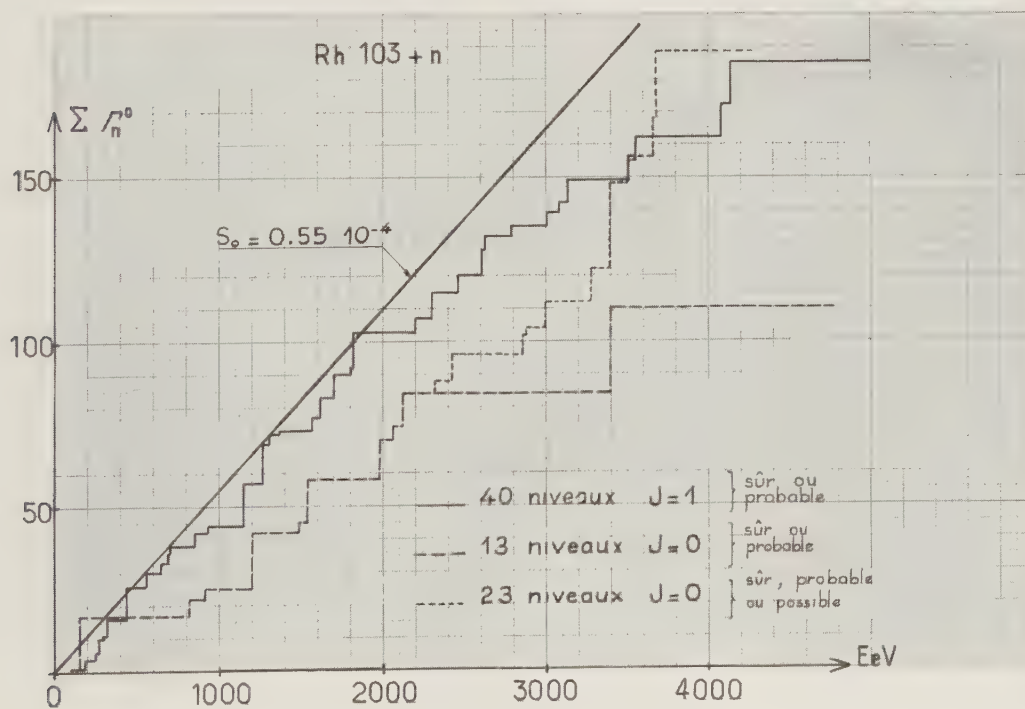


Figure VII.15

Somme en fonction de l'énergie des largeurs neutroniques réduites des niveaux du ^{103}Rh dont le spin a été identifié.

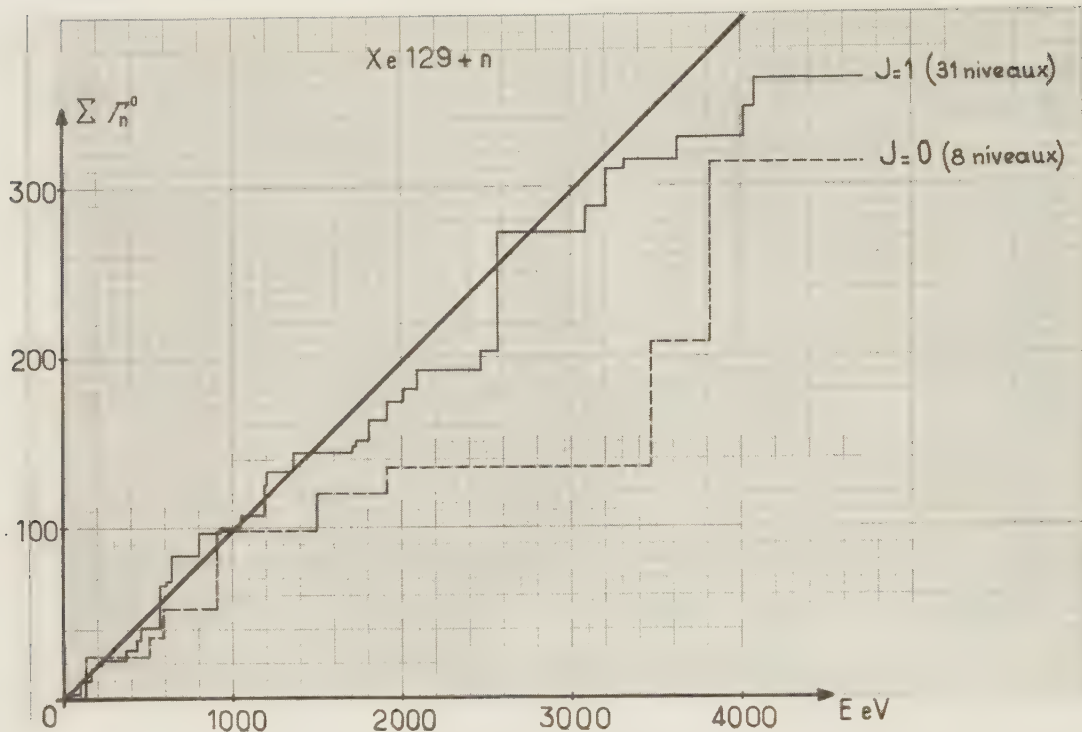


Figure VII.16

Somme en fonction de l'énergie des largeurs neutroniques réduites des niveaux du ^{129}Xe dont le spin a été identifié.

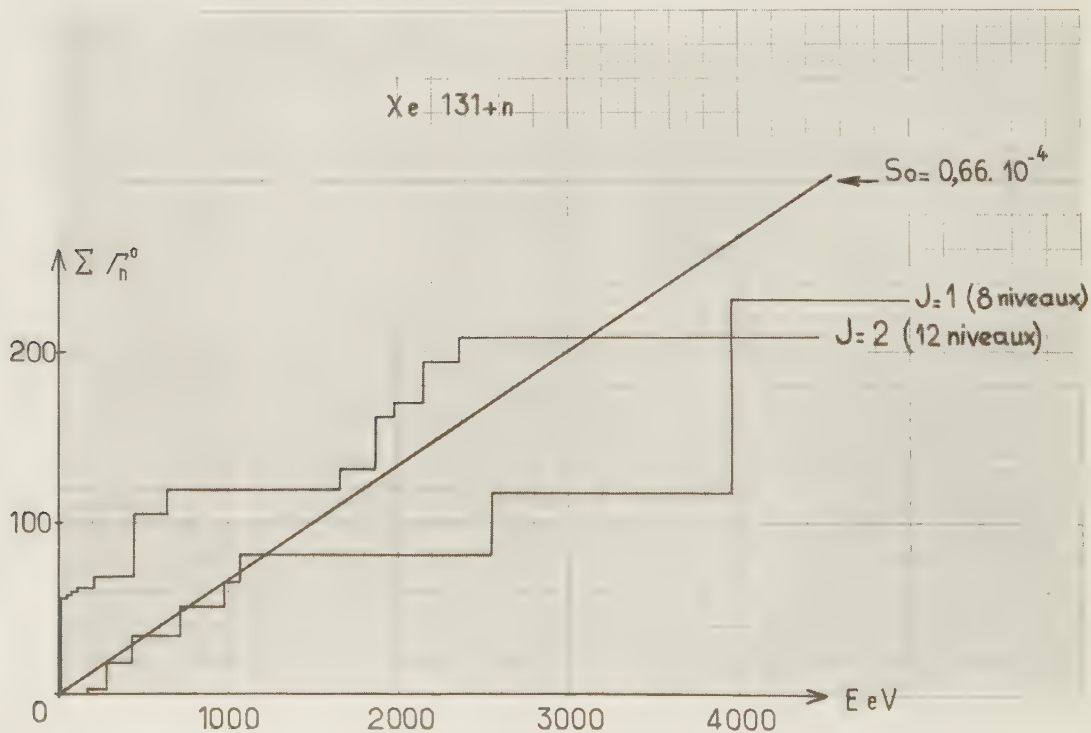


Figure VII.17

Somme en fonction de l'énergie des largeurs neutroniques réduites des niveaux du ^{131}Xe dont le spin a été identifié.

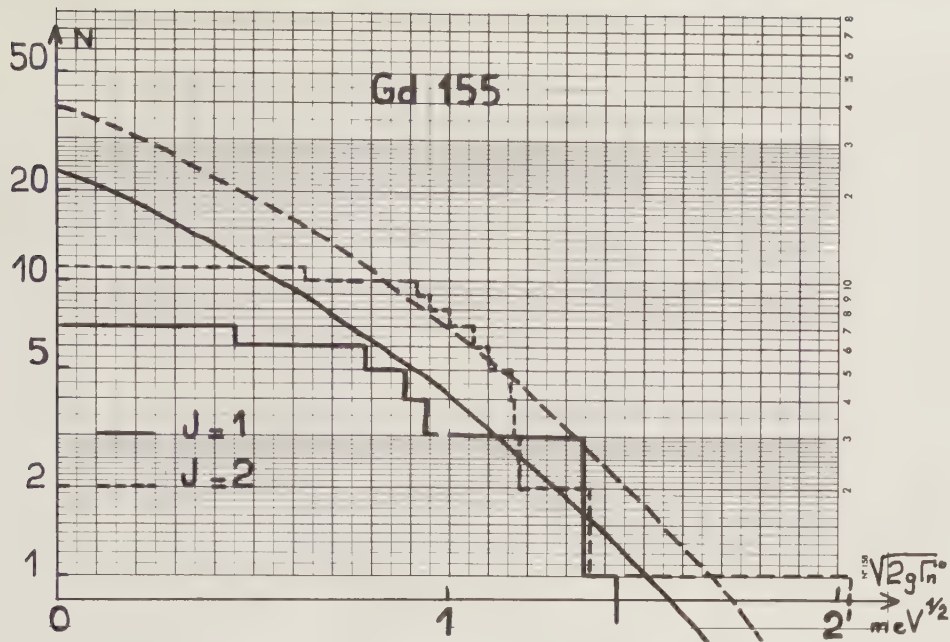


Figure VII.18

Distribution des largeurs neutroniques réduites des niveaux du ¹⁵⁵Gd dont le spin a été identifié.

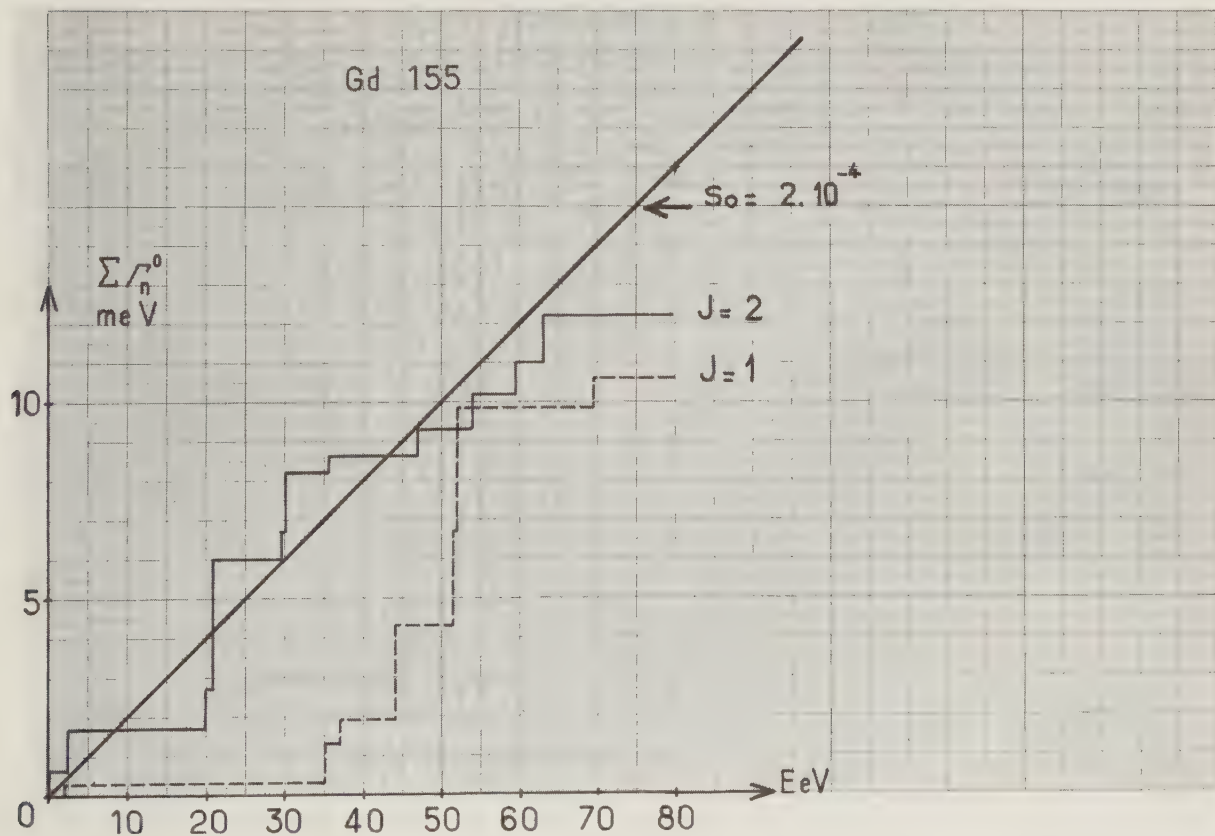


Figure VII.19

Somme en fonction de l'énergie des largeurs neutroniques réduites des niveaux du ¹⁵⁵Gd dont le spin a été identifié.

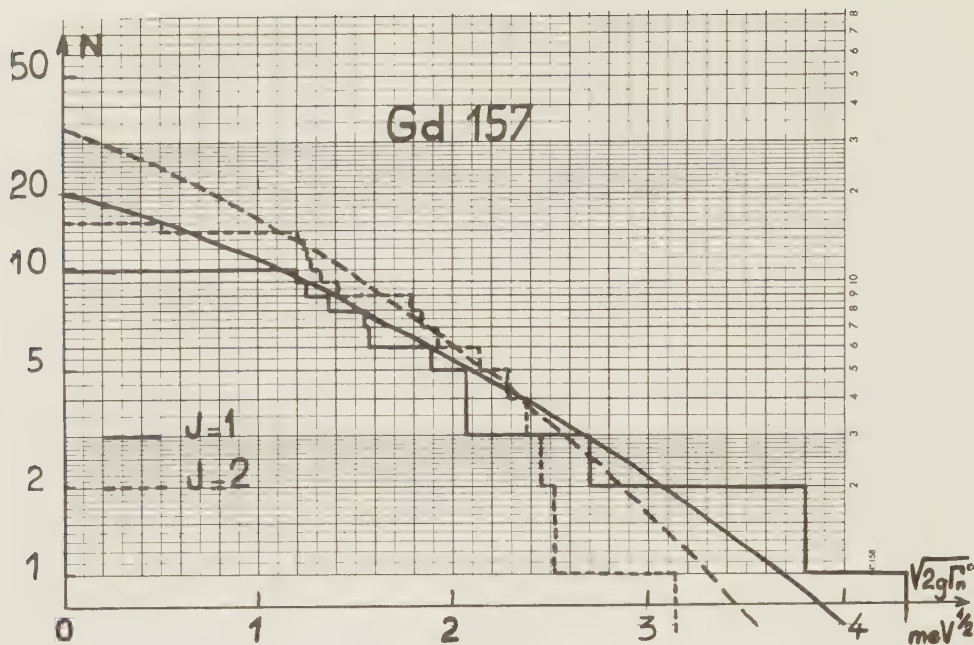


Figure VII.20

Distribution des largeurs neutroniques réduites des niveaux du ¹⁵⁷Gd dont le spin a été identifié.

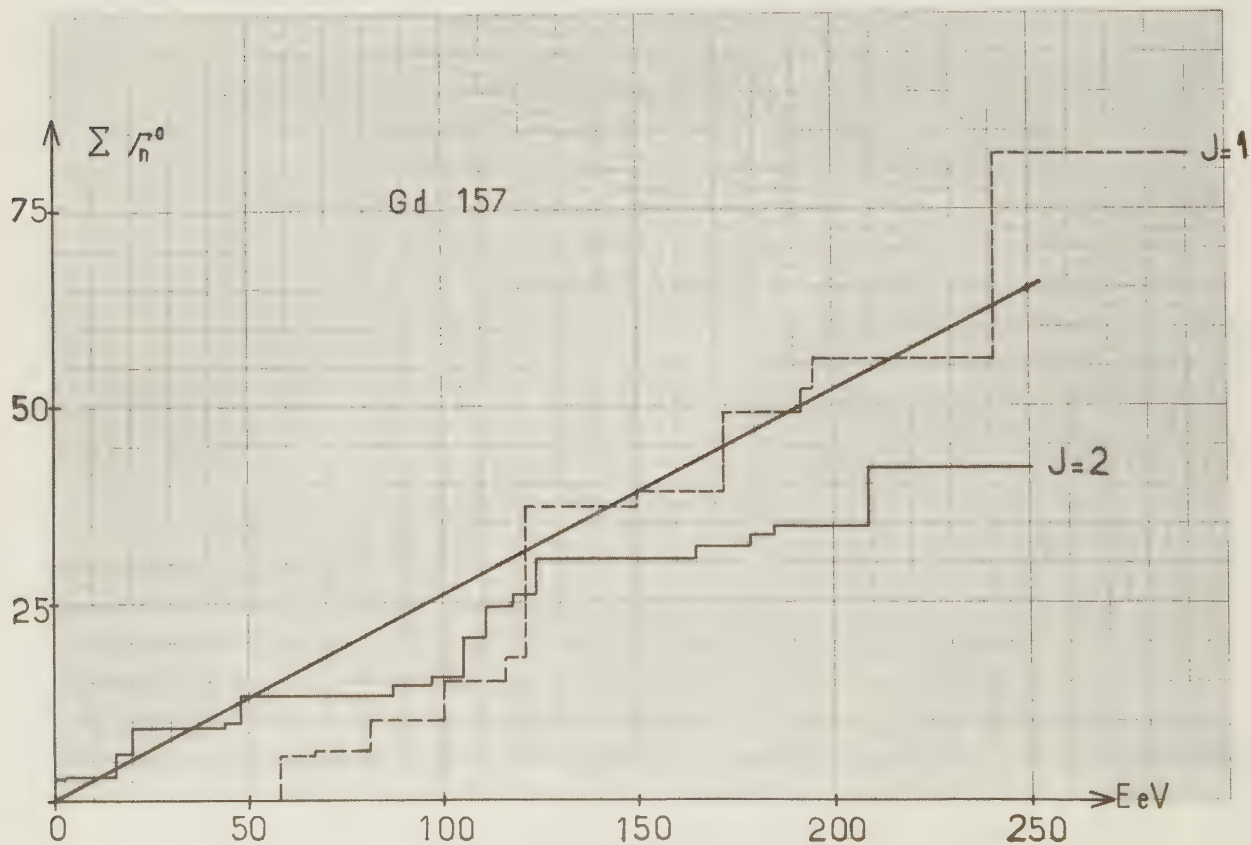


Figure VII.21

Somme des largeurs neutroniques réduites des niveaux du ¹⁵⁷Gd dont le spin a été identifié.

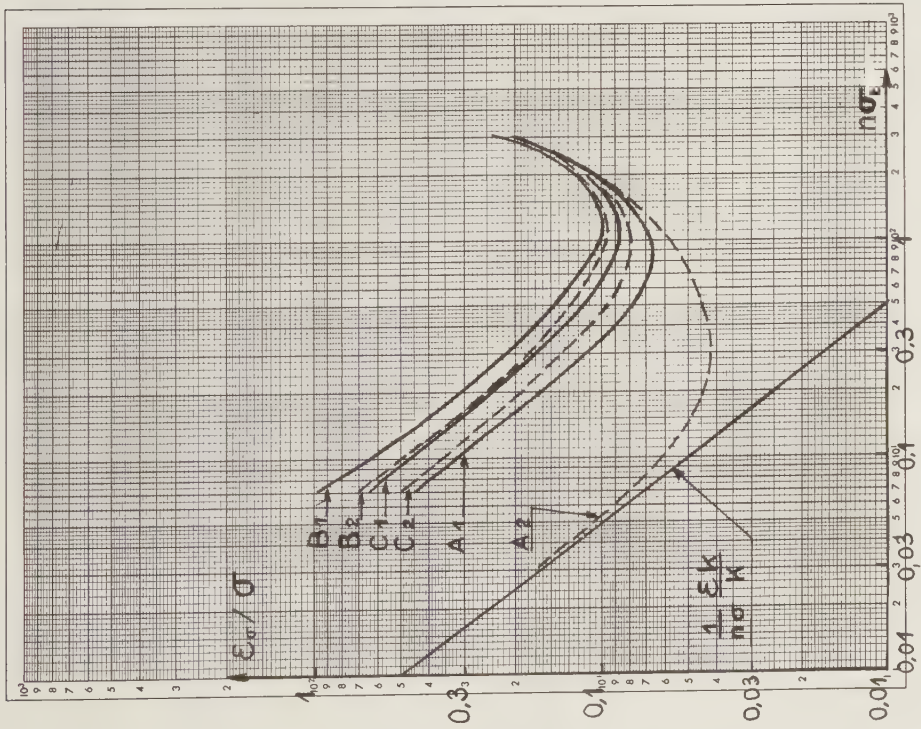


Figure A.III.1

Erreur relative sur la section efficace totale mesurée en transmission en fonction de $n\sigma_t$ selon que les erreurs sur les bruits de fond se compensent totalement (courbes A), pas du tout (courbes B) ou partiellement (courbes C), et selon que la statistique est moyenne (courbes 1) ou très bonne (courbes 2).

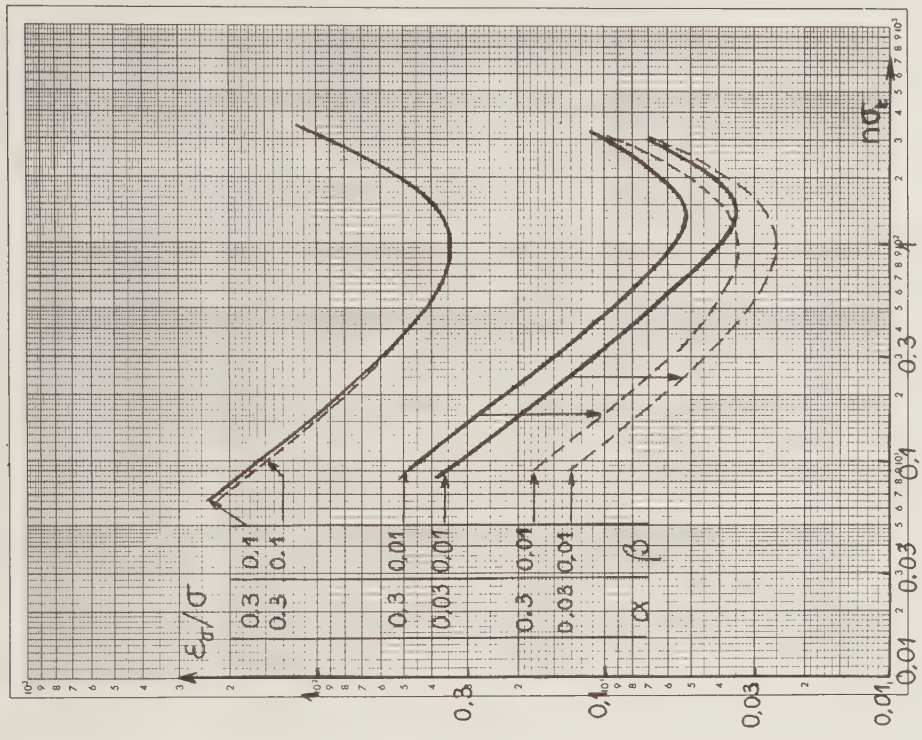


Figure A.III.2

Erreur relative sur la section efficace totale mesurée en transmission en fonction de $n\sigma_t$ selon l'importance du bruit de fond (coefficient α) et l'erreur sur son évaluation (coefficient β).

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

VU

LE PRESIDENT DU JURY

J. HOROWITZ

VU ET APPROUVE

ORSAY, LE 2 DECEMBRE 1968

LE DOYEN DE LA FACULTE DES SCIENCES

D'ORSAY

G. POITOU

VU

ET PERMIS D'IMPRIMER

LE RECTEUR DE L'ACADEMIE

DE PARIS

Jean ROCHE

